

QCP

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

S-E-C-R-E-T

25X1

COUNTRY East Germany

REPORT

SUBJECT East German Publications on Atomic Energy

DATE DISTR.

NO. PAGES

2

REFERENCES

15 OCT 1956

DATE OF INFO.

PLACE & DATE ACQ

PROCESSING COPY

25X1

SOURCE EVALUATIONS ARE DEFINITIVE. APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.

Kernenergie (Nuclear Energy) - nuclear research and technology journal published by the East German Office of Nuclear Research and Nuclear Technology (Amt fuer Kernforschung und Kerntechnik). This is a special issue devoted entirely to the peaceful uses of nuclear energy and contains articles by Max Steenbeck; G. Helms, K. Meyer, E. Griepentrog; W. Herrmann, K. Renker; G. Voigt; and Karl Friedrich Alexander.

25X1

Das Zentralinstitut fuer Kernphysik am Beginn Seiner Arbeit (The Central Institute of Nuclear Physics at the Beginning of its Work) - a booklet containing three articles, by Heinz Barwich, Josef Schintlmeister, and Fritz Thuemmler, on the first research reactor in East Germany. There are schematic diagrams, photographs, technical specifications, etc., included in these articles. The booklet was published in 1958 by Akademie-Verlag, Berlin.

Four copies of the official East German Government publication, Gesetzblatt der Deutschen Demokratischen Republik, dated 27 November 1954, 22 June 1956, 14 February 1957, and 13 May 1957. In each of these publications appears an article concerning the peaceful use of nuclear energy.

Leaflet, put out by VEB Vakutronik Dresden, showing Geiger-Mueller counters manufactured by the enterprise, as of June 1957. Technical specifications are given, but there are no prices quoted.

25X1

S-E-C-R-E-T

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	FBI		AEC	X								
(Note: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#".)																			

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

S-E-C-R-E-T

-2-



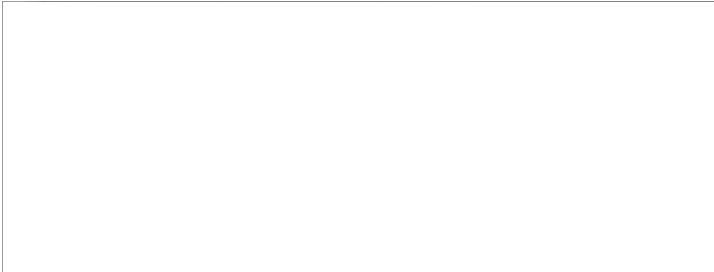
25X1

Brochure containing a list of books on atomic physics published by the East German Deutscher Verlag der Wissenschaften.

Booklet containing the ordinance establishing the East German Office of Nuclear Research and Nuclear Technology (Amt fuer Kernforschung und Kerntechnik) on 21 February 1957.

Press release on "The Peaceful Use of Atomic Energy in the German Democratic Republic", with a sketch showing the organization of the East German atomic research program.

The attached documents are unclassified.



25X1

S-E-C-R-E-T

Die friedliche Anwendung der Atom-
energie in der Deutschen Demokrati-
schen Republik

(Presseübersicht)

Ungeachtet des von der UNO feierlich verkündeten Prinzipes der Universalität wurde die Deutsche Demokratische Republik bisher daran gehindert, offiziell an der Arbeit der UNO oder einer ihrer Organisationen teilzunehmen. Dadurch ist beispielsweise auch eine offizielle Mitwirkung in der Internationalen Atomenergie-Organisation nicht möglich gewesen. Auch auf der gegenwärtig stattfindenden Konferenz war lediglich eine Beobachtergruppe anwesend, deren Arbeit aber zweifellos von grossem Wert für die weitere Entwicklung der Kernforschung und Kerntechnik in der Deutschen Demokratischen Republik sein wird, und die durch persönliche Gespräche und einige wissenschaftliche Materialien die Delegierten in gewissem Umfange über das, was bei uns auf diesem Gebiet getan wurde, informieren konnte.

Als logische Folge des verbrecherischen, faschistischen Krieges begann die Arbeit auf dem Gebiete der friedlichen Nutzung der Atomenergie in der Deutschen Demokratischen Republik erst im Jahre 1955. Das war die Ursache für einen bedeutenden Rückstand. Wir haben begonnen, diesen Rückstand schnell aufzuholen. Günstige Voraussetzungen dazu bildeten die Tatsachen, dass wir uns auf die Hilfe der UdSSR stützen konnten, dass sich auf dem Territorium der

Deutschen Demokratischen Republik die grössten, bisher in Europa bekannten Uranvorkommen befinden und dass zu den Bürgern unserer Republik namhafte Atomforscher gehören.

Als Zentrum der Forschungsarbeit wurde das Zentralinstitut für Kernphysik in Rossendorf bei Dresden gegründet. Dort lief im Dezember 1957 ein Wasser-Reaktor von 2 000 kW thermischer Leistung an. Er dient der Forschung und Ausbildung sowie zur Herstellung radioaktiver Isotope. STAT

Am 1. August 1958 wurde ein 25 MeV-(für Alpha-teilchen)-Zyklotron des Typs Y-120-1, Baujahr 1956, den Wissenschaftlern übergeben. Es wird ebenfalls für Forschungsarbeiten und zur Ausbildung Verwendung finden. Diese beiden grossen und modernen Geräte wurden von der Sowjetunion geliefert und mit Hilfe sowjetischer Fachleute installiert.

Weiter bestehen im Zentralinstitut umfangreiche technische Hilfseinrichtungen, so z.B. elektronische Entwicklungslabors, mechanische Werkstätten, ein dosimetrischer und medizinischer Dienst usw. Ein grosses und modernes Institut für Radiochemie und ein Institut für Werkstoff- und Festkörperforschung befinden sich gegenwärtig im Bau. Erfahrungen auf diesen Gebieten werden zur Zeit in vorläufigen, kleineren Gebäuden gesammelt. Weitere Einzelheiten über das Zentralinstitut für Kernphysik sind der ausliegenden Broschüre zu entnehmen.

In einer Reihe von Instituten der Akademie der Wissenschaften, des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik und der Universitäten werden überdies Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der

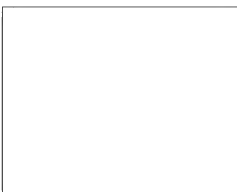
3.

Kernforschung und Kerntechnik durchgeführt, z.B. am Institut für angewandte Radioaktivität in Leipzig, am Institut für angewandte Physik der Reinststoffe in Dresden, am Institut für Medizin und Biologie in Berlin-Buch, am Institut für Kernphysik in Miersdorf bei Berlin, an den Universitäten Leipzig, Jena, Halle sowie an der Technischen Hochschule Dresden.

Grosse Beachtung schenkt die Regierung der Deutschen Demokratischen Republik der Ausbildung von Wissenschaftlern und Ingenieuren. 1955 wurde die Fakultät für Kerntechnik an der Technischen Hochschule Dresden gegründet, die eng mit dem Institut für Kernphysik zusammenarbeitet. An einer Reihe von Fachschulen bestehen Ausbildungsmöglichkeiten für Fachschulingenieure. An den Universitäten werden Kernphysiker, Radiochemiker und Radiobiologen ausgebildet. Viele Wissenschaftler und Ingenieure konnten in der UdSSR ihre Kenntnisse erweitern und verbessern.

Am 14.6.1958 wurde das Wissenschaftlich-Technische Büro für Reaktorbau gegründet, in dem Ingenieure und Wissenschaftler mit der Projektierung und Entwicklung von Energiereaktoren beschäftigt sind.

Das erste Atomkraftwerk in Deutschland wird seit einiger Zeit nördlich von Berlin gebaut. Es handelt sich um ein Kraftwerk mit 70 MW elektrischer Leistung, das mit einem Druckwasser-Reaktor ausgerüstet ist, 1961 betriebsfähig sein wird und später erweitert werden soll. Dieses Kraftwerk wurde gemeinsam mit sowjetischen Fachleuten projektiert und ein Teil seiner Ausrüstungen wird von der Sowjetunion geliefert werden. Es stellt den ersten Schritt eines



grösseren Atomkraftwerk-Programmes dar. Bekanntlich ist die Braunkohle der wesentlichste Ausgangsstoff für die Energieerzeugung in der DDR. Ihre Abbaumöglichkeiten sind aber beschränkt und sie ist einer der wertvollsten Rohstoffe für unsere umfangreiche chemische Industrie. Die rasche industrielle Entwicklung macht ein schnell wachsendes Energieangebot erforderlich. Gegenwärtig wächst die installierte Leistung jährlich um 9%. Diese Wachstumsrate wird auch in den nächsten Jahren anhalten, und in nicht allzu ferner Zeit muss die Kernenergie ihren Anteil bei der Deckung des Energiebedarfs leisten.

Eine ständig wachsende Bedeutung gewinnt in der Deutschen Demokratischen Republik die Anwendung radioaktiver Isotope. Sie werden für medizinische Zwecke, in der biologischen und landwirtschaftlichen Forschung sowie in wachsendem Masse in der Industrie bei der Materialprüfung, der Dickenmessung, in der Metallurgie und chemischen Industrie angewendet. Bereits heute arbeiten mehr als 120 Institutionen mit radioaktiven Stoffen, die aus der UdSSR bezogen werden. Durch eine reibungslose Organisation können auch kurzlebige Isotope eingesetzt werden. Die Zahl der Benutzer wächst ständig. Entsprechende Ausbildungsmöglichkeiten wurden vor allen Dingen durch Kurse für Ingenieure, Biologen, Mediziner u.a. geschaffen. In der Deutschen Demokratischen Republik sind bereits 6 Kobalt-Teletherapie-Einheiten für medizinische Zwecke in Betrieb.

Grosse Aufmerksamkeit wird auch der Anwendung stabiler Isotope für die verschiedensten Zwecke geschenkt. An ihrer Herstellung und der

Ausarbeitung entsprechender Verfahren arbeitet das Institut für physikalische Stofftrennung in Leipzig.

Der volkseigene Betrieb "Vakutronik" in Dresden stellt elektronische Geräte zur Anwendung radioaktiver Isotope - vornehmlich auch in der Industrie - für das Kraftwerk-Programm, die radiologische Kontrolle sowie für spezielle kernphysikalische Zwecke her. Fernerhin gibt es eine Reihe von Betrieben, die Spezialausrüstungen, komplette Laboreinrichtungen für die Isotopenanwendung, die Radiochemie und in wachsendem Masse auch für Atomkraftwerke projektieren und produzieren.

Entsprechend dem sozialistischen Charakter unseres Staates sorgt die Regierung der Deutschen Demokratischen Republik besonders dafür, dass durch die Anwendung radioaktiver Stoffe die Gesundheit der Bevölkerung und speziell derjenigen, die mit diesen Stoffen arbeiten, nicht gefährdet ist. Einzelheiten sind den ausgelegten Gesetzblättern zu entnehmen. Sie stellen strenge Anforderungen an den Transport, den Umgang und die Abfallbeseitigung dieser Stoffe. Eine umfangreiche Organisation sichert die Durchführung der gesetzlichen Bestimmungen. So werden z.B. auch durch ein Netz von Ueberwachungsstellen laufend die Boden-, Wasser- und Luftaktivitäten kontrolliert. Es gibt einen radio~~bi~~ologischen Bereitschaftsdienst für etwaige Unglücksfälle, eine staatliche Strahlenschutzinspektion und einen zentralen Abfall-Abfuhrdienst. Die strahlenbiologische Forschung wird gefördert und ausgebaut.

Beim Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik besteht der Wissenschaftliche Rat für die friedliche Anwendung der Atomenergie. Er arbeitet unter dem Vorsitz des bekannten Nobel-Preisträgers Prof. Dr. Gustav Hertz und hat eine Reihe Kommissionen, z.B. für Strahlenschutz, internationale und juristische Fragen, Laborbau, kerntechnische Geräte, Ausbildungsfragen usw.

Für die Fragen der organisatorischen Anleitung, der Koordinierung, der Kontrolle der Einhaltung gesetzlicher Bestimmungen und der Planung ist das Amt für Kernforschung und Kerntechnik unter Leitung von Prof. Karl Rambusch verantwortlich. Das Statut des Amtes ist zur Information ausgelegt.

Grossen Wert für die schnelle Entwicklung der Kernforschung und Kerntechnik besitzt die internationale Zusammenarbeit auf diesem Gebiet. Die Deutsche Demokratische Republik ist Mitglied des Vereinigten Instituts für Kernforschung in Dubna. Gemeinsam mit Forschern aus 11 anderen Ländern ist eine Reihe ihrer Wissenschaftler an experimentellen und theoretischen Arbeiten dieses bekannten Institutes beteiligt. Dort bestehen wissenschaftliche Einrichtungen, die die Deutsche Demokratische Republik allein nicht hätte schaffen können. Mit der UdSSR und den volkdemokratischen Ländern wurden zweiseitige Verträge über die Zusammenarbeit abgeschlossen. Rege ist der Austausch von Wissenschaftlern zu Zwecken der Information und Ausbildung.

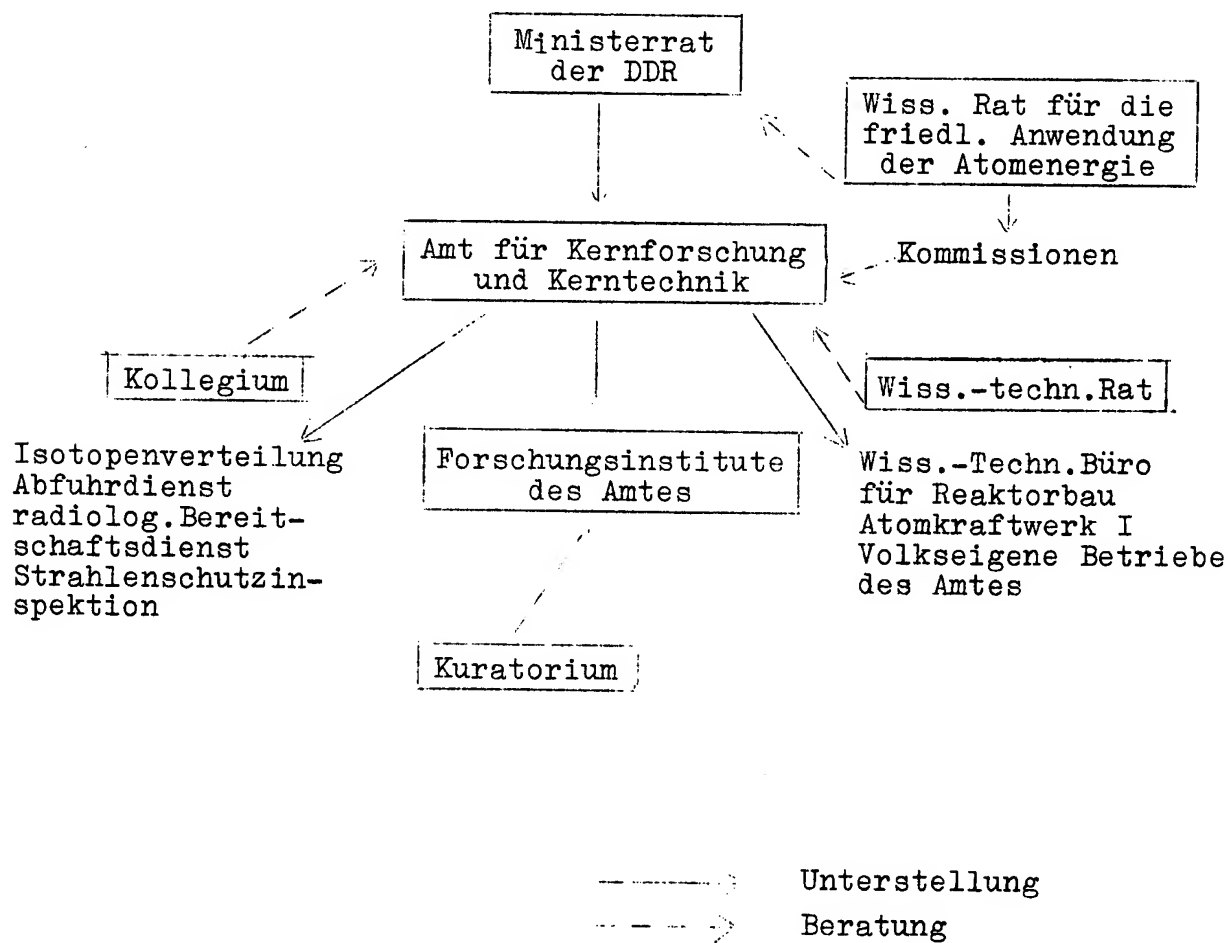
Eine grosse Anzahl von Büchern über Kernforschung und Kerntechnik, populäre Werke, Lehrbücher und Monographien sind als Uebersetzungen oder aus der Feder eigener und westdeutscher

Autoren in der Deutschen Demokratischen Republik erschienen. Die Monatszeitschrift "Kernenergie", das "Technische Zentralblatt, Abteilung Kerntechnik" und eine Schnellinformation haben auch ausserhalb der Grenzen unserer Republik Anklang gefunden.

Die Atomenergie wird in der Deutschen Demokratischen Republik ausschliesslich zu friedlichen Zwecken angewendet. Es ist in diesem Zusammenhang notwendig, auf die vielen Schritte der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik hinzuweisen, bei denen stets Verhandlungen über die ausschliesslich friedliche Anwendung der Atomenergie in ganz Deutschland und die Schaffung einer atomwaffenfreien Zone angestrebt wurden. Es steht ausser Zweifel, dass die ablehnende und starre Haltung der Bonner Regierung in dieser Frage ein ernstes Hindernis auch für die Entwicklung der Kernforschung und Kerntechnik darstellt. Die Mitglieder unserer Beobachtergruppe konnten in zahlreichen Gesprächen mit Freude feststellen, dass auch die Mehrzahl der westdeutschen Kollegen jeder nicht friedlichen Anwendung der Atomenergie ablehnend gegenübersteht.

8.

O r g a n i s a t o r i s c h e r A u f b a u d e r K e r n f o r s c h u n g i n d e r D D R



GESETZBLATT

der Deutschen Demokratischen Republik

1954	Berlin, den 27. November 1954	Nr. 96
------	-------------------------------	--------

Tag	Inhalt	Seite
1. 11. 54	Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die Prämienzahlung für das ingenieurtechnische Personal einschließlich der Meister und für das kaufmännische Personal in den volkseigenen und ihnen gleichgestellten Betrieben. — Volkseigene Erfassungs- und Aufkaufbetriebe —	911
26. 11. 54	Vierte Durchführungsbestimmung zur Verordnung über das Bankeninkasso. — Rechnungseinzugsverfahren —	912
4. 11. 54	Anordnung zur Änderung der Richtlinie für den Einkauf von Waren für Verwaltungs- und kulturelle Zwecke durch Haushaltsorganisationen, Organe der volkseigenen Wirtschaft und demokratische Organisationen	912
10. 11. 54	Anordnung über Maßnahmen bei der Krankenbehandlung mit Röntgenstrahlen und radioaktiver Strahlung	912
	Berichtigung	914
	Hinweis auf Verkündungen im Zentralblatt der Deutschen Demokratischen Republik	914

Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die Prämienzahlung für das ingenieurtechnische Personal einschließlich der Meister und für das kaufmännische Personal in den volkseigenen und ihnen gleichgestellten Betrieben. — Volkseigene Erfassungs- und Aufkaufbetriebe —

Vom 1. November 1954

Auf Grund des § 10 der Verordnung vom 21. Juni 1951 über die Prämienzahlung für das ingenieurtechnische Personal einschließlich der Meister und für das kaufmännische Personal in den volkseigenen und ihnen gleichgestellten Betrieben (GBl. S. 625) wird im Einvernehmen mit dem Ministerium der Finanzen und dem Ministerium für Arbeit für die Volkseigenen Erfassungs- und Aufkaufbetriebe folgendes bestimmt:

§ 1

Voraussetzung für die Prämierung ist:

1. Die Erfüllung bzw. Übererfüllung des Umsatzplanes zu Einkaufspreisen;
2. eine gleichzeitige erarbeitete überplanmäßige Selbstkostensenkung von mindestens 1 % der entsprechend geplanten Kosten;
3. die Übererfüllung des geplanten Ergebnisses A und des Gesamtergebnisses, die sowohl beim Ergebnis A als auch beim Gesamtergebnis betragsmäßig mindestens in der Höhe der erarbeiteten überplanmäßigen Selbstkostensenkung liegen muß;
4. die termingemäße Abführung sämtlicher Verpflichtungen an den Staatshaushalt aus Steuern, Nettogewinnen und Umlaufmitteln.

§ 2

Die Erfüllung der im § 1 geforderten Planaufgaben ist auf der Grundlage der Kontroll- bzw. Finanzberichte nachzuweisen.

§ 3

Die Prämienzahlung hat allein nach dem Grundsatz der Leistung zu erfolgen und ist daher von der Leistung und dem Arbeitserfolg des Prämienberechtigten abhängig. Dieser Erfolg richtet sich nach dem Grad der Mitwirkung des Betreffenden an der Planerfüllung in seinem Aufgabenbereich.

§ 4

(1) Zur Prämierung besonderer Leistungen der in den Anlagen nicht genannten Gruppen des ingenieurtechnischen und kaufmännischen Personals bei der Erfüllung und Übererfüllung der Pläne kann nach § 1 Abs. 8 der Verordnung vom 21. Juni 1951 ein Betrag in Höhe bis zu 20 % der im Betrieb jeweils ausgezahlten Prämiensumme in Anspruch genommen werden. Geleistete Überstunden dürfen nicht zur Grundlage der Prämienzahlung gemacht werden.

(2) Die Zahlung nach § 1 Abs. 8 der Verordnung vom 21. Juni 1951 darf nicht schematisch erfolgen. Die Leiter der Volkseigenen Erfassungs- und Aufkaufbetriebe (VEAB) sind dafür verantwortlich, daß bei hervorragenden Einzel- und Gruppenleistungen unter Hervorhebung der Art und Bedeutung dieser Leistungen nur von Fall zu Fall Prämien ausgeschüttet werden.

Die Höhe der Prämien muß so festgesetzt sein, daß sie eine wirkliche Auszeichnung für die bei der Erfüllung und Übererfüllung der Pläne vollbrachten Leistungen darstellen.

§ 5

(1) Die Anträge auf Auszahlung der Prämien sind von den VEAB mit den entsprechenden Nachweisen über die Voraussetzung der Prämienzahlung gemäß § 1 spätestens 14 Tage nach Abgabe der Kontroll- bzw. der Finanzberichte den VVEAB vorzulegen. Die Vorschläge für die Auszahlung von Prämien sind von der Betriebsleitung in Zusammenarbeit mit der Betriebs- gewerkschaftsleitung gewissenhaft zu prüfen.

Für die Richtigkeit der Prämienvorschläge trägt der Leiter des VEAB die volle Verantwortung.

(2) Die Verwaltungen Volkseigener Erfassungs- und Aufkaufbetriebe haben die Prämienvorschläge innerhalb zehn Tagen zu bestätigen.

(3) Die errechneten Prämien sind auf volle DM-Beträge abzurunden. Der Betrag der im Quartal auszahlenden Prämie darf 150 % des Monatsgehaltes des Prämienempfängers nicht übersteigen.

§ 6

Die Vorschriften der Verordnung vom 21. Juni 1951 und dieser Durchführungsbestimmung finden erstmalig auf den ab 1. Juli 1954 beginnenden Planungszeitraum Anwendung.

Berlin, den 1. November 1954

Staatssekretariat für Erfassung und Aufkauf
landwirtschaftlicher Erzeugnisse

Streit
Staatssekretär

Anlage 1

zu vorstehender Erster Durchführungsbestimmung

Prämientabelle

Für jedes Prozent der erarbeiteten überplanmäßigen Kostensenkung können an die Prämienberechtigten in den Gruppen folgende Prozentsätze ihres monatlichen Gehaltes als Quartalsprämie gezahlt werden:

- Gruppe 1 = 8 %;
- Gruppe 2 = 7 %;
- Gruppe 3 = 6 %.

Anlage 2

zu vorstehender Erster Durchführungsbestimmung

Personenkreis der Prämienberechtigten

Gruppe 1 Leiter der VEAB,

Hauptbuchhalter,
Abteilungsleiter EAW.

Gruppe 2 Leiter der Abteilung Planung.

Gruppe 3 Leiter der Erfassungsstellen,

Silomeister in Silos mit einer Kapazität über
10 000 t oder mit einem Umschlag über
20 000 t,

Leiter des Sachgebietes Arbeit oder
hauptamtliche Sachbearbeiter für TAN und
BfE,
Kaderleiter.

Vierte Durchführungsbestimmung* zur Verordnung über das Bankeninkasso.

— Rechnungseinzugsverfahren —

Vom 25. November 1954

Auf Grund des § 10 Abs. 1 der Verordnung vom 17. Juli 1952 über das Bankeninkasso — Rechnungseinzugsverfahren — (GBl. S. 609) wird folgendes bestimmt:

§ 1

Zu § 6 Abs. 8 der Verordnung:

(1) Offene Akzepte sind für Abbuchungen aus Konten von Haushaltsorganisationen notwendig.

* 3. Durchfb. (GBl. S. 462)

(2) Die Bestimmungen des § 2 der Zweiten Durchführungsbestimmung vom 18. Juli 1952 zur Verordnung über das Bankeninkasso — Rechnungseinzugsverfahren — (GBl. S. 612) werden außer Kraft gesetzt.

§ 2

Diese Durchführungsbestimmung tritt am 1. Januar 1955 in Kraft.

Berlin, den 25. November 1954

Deutsche Notenbank
Kuckhoff
Präsident

Anordnung

zur Änderung der Richtlinie für den Einkauf von Waren für Verwaltungs- und kulturelle Zwecke durch Haushaltsorganisationen, Organe der volkseigenen Wirtschaft und demokratische Organisationen.

Vom 4. November 1954

Um den staatlichen Organen, den Organen der volkseigenen Wirtschaft und den demokratischen Organisationen die Möglichkeit zu geben, ihre Arbeit auf kulturellem und wissenschaftlichem Gebiet zu verbessern, wird folgendes angeordnet:

§ 1

Die Vorschriften der Richtlinie vom 30. März 1954 für den Einkauf von Waren für Verwaltungs- und kulturelle Zwecke durch Haushaltsorganisationen, Organe der volkseigenen Wirtschaft und demokratische Organisationen (ZBl. S. 124) gelten nicht für den Einkauf von Büchern.

§ 2

Diese Anordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 4. November 1954

Staatliches Komitee für Materialversorgung
Binz
Vorsitzender

Anordnung

über Maßnahmen bei der Krankenbehandlung mit Röntgenstrahlen und radioaktiver Strahlung.

Vom 10. November 1954

Zur Gewährleistung einer sachkundigen Anwendung von Röntgenstrahlen und radioaktiver Strahlung und zur Sicherung der Kontrolle der Auswirkung der Strahlenbehandlung wird folgendes angeordnet:

§ 1

(1) Zur Röntgen- und Radiumbehandlung (Therapie) ist nur ein approbierter Arzt berechtigt, der im Rahmen einer fachärztlichen Ausbildung als

Dermatologe,

Chirurg,

Gynäkologe,

Internist wenigstens 12 Monate,

Röntgenologe wenigstens 18 Monate

ausschließlich an der strahlentherapeutischen Abteilung eines Röntgeninstitutes oder einer radiologischen Spezialklinik unter Aufsicht und Anleitung eines erfahrenen Strahlentherapeuten vollberuflich gearbeitet hat,

(2) Fachärzte auf dem Gebiete der Röntgenologie und der Strahlentherapie sind zur medizinischen Anwendung von Röntgen- und Radiumstrahlen in allen medizinischen Indikationsbereichen berechtigt. Fachärzte auf dem Gebiete der inneren Medizin, Chirurgie, Dermatologie und Gynäkologie dürfen Röntgen- und Radiumstrahlen nur in ihrem fachlichen Indikationsbereich in Zusammenhang mit ihren Untersuchungen und Behandlungen anwenden.

(3) Ärzte, die bei Inkrafttreten dieser Anordnung die fachlichen Voraussetzungen im Sinne Abs. 1 nicht besitzen, haben innerhalb von drei Jahren nach Inkrafttreten dieser Anordnung an einem strahlentherapeutischen Fortbildungslehrgang gemäß den Anweisungen des Ministeriums für Gesundheitswesen teilzunehmen. Nach diesem Zeitpunkt sind zur Röntgen- und Radiumbehandlung (Therapie) Ärzte zugelassen, die die Voraussetzungen gemäß Abs. 1 erfüllt haben.

§ 2

(1) Das Arbeiten und die Behandlung mit radioaktiven Isotopen ist nur in den Kliniken und Instituten der Deutschen Akademie der Wissenschaften, der Universitäten, der Medizinischen Akademien und in den Forschungsinstituten und Behandlungseinrichtungen des staatlichen Gesundheitswesens nach Genehmigung durch das Ministerium für Gesundheitswesen, Hauptabteilung Heilwesen,

- a) in denen die Messungen ständig durch einen Strahlenphysiker vorgenommen werden,
 - b) und in welchen mindestens zwei komplette Zählrohrgeräte vorhanden sind,
- gestattet.

(2) Räume, in denen mit radioaktiven Isotopen gearbeitet wird, dürfen für andere Zwecke nicht verwendet werden.

§ 3

Die Verantwortung bei der Verwendung von Röntgenstrahlen und Radium sowie radioaktiver Isotope bei der Erkennung und Behandlung von Krankheiten trägt ausschließlich der Arzt. Das mitwirkende wissenschaftliche und medizinisch-technische Personal arbeitet unter Aufsicht und Anleitung des Arztes.

§ 4

(1) Über die Röntgen- und Radiumbehandlung und über die Anwendung von radioaktiven Isotopen sind für jeden Kranken Aufzeichnungen zu führen. Neben den Personalangaben und der Diagnose müssen die Aufzeichnungen enthalten:

- a) bei Röntgen- und Radiumbehandlungen:
 - eine Erklärung des Kranken, wann und wo er sich früher einer Strahlenbehandlung unterzogen hat;
 - die Apparatetype, anatomische Lokalisation, Feldgröße, Filterung, Fokushautabstand, Halbwertschicht (HWS) und Spannung zur Durchführung der Behandlung;
 - die Dosis (Oberflächen- und Herddosis) je Einzelbestrahlung in r;
- b) bei Anwendung von Radium außerdem:
 - Radiummenge in Milligramm; •
 - Anwendungsform (genormte Applikatoren oder Moulagen);
 - Filterung (Eigenfilterung und etwaige Zusatzfilterungen);
 - Form und Material des Trägers;

Angabe der Dosis in r (1 mg Radium in 1 cm Abstand, gefiltert mit 0,5 mm Pt-Ir = 8,4 r/h, gefiltert mit 1 mm Pt-Ir = 7,5 r/h);

- c) bei Anwendung von radioaktiven Isotopen außerdem:
 - die Form, in der die Einverleibung erfolgte, Angabe des Elements und der Menge in Milli-Curie (mC) oder in Mikro-Curie (µC).

(2) Die Aufzeichnungen gemäß Abs. 1 sind 30 Jahre aufzubewahren.

§ 5

(1) Die strahlentherapeutischen Anlagen sind in bezug auf die Dosimetrie einer ständigen Kontrolle durch das Deutsche Amt für Maß und Gewicht zu unterziehen.

(2) Diese Kontrollen sollen mindestens alle zwölf Monate vorgenommen werden.

§ 6

(1) Ärztlich festgestellte akute Strahlenschäden und Strahlenspätchäden (Dermatitis, sklerotische Hautveränderungen, Keratosen, Ulcerationen, Verbrennungen usw.) sind vom feststellenden Arzt der Abteilung Gesundheitswesen des Rates des Bezirkes sofort nach Feststellung der Schäden zu melden.

(2) Zur ersten Begutachtung von Strahlenschäden ist bei der Abteilung Gesundheitswesen des Rates des Bezirkes eine Strahlenschutzkommission zu bilden.

(3) Die Abteilung Gesundheitswesen des Rates des Bezirkes meldet die Strahlenschäden nach Begutachtung unter Hinzuziehung der angeforderten Unterlagen nach § 4 Abs. 1 dem Ministerium für Gesundheitswesen zur Endbegutachtung. Das Gutachten der Strahlenschutzkommission und die Unterlagen gemäß § 4 Abs. 1 sind beizufügen.

(4) Zur zentralen Begutachtung ist beim Ministerium für Gesundheitswesen eine zentrale Strahlenschutzkommission, die das Ministerium für Gesundheitswesen berät, zu bilden.

(5) Die Gutachten dieser Kommission werden den Stellen, die über geltend gemachte Schadensersatz- oder Rentenansprüche entscheiden, zur Verfügung gestellt.

§ 7

Die Zusammensetzung, die Berufung der Mitglieder und das Verfahren der Begutachtung hinsichtlich der im § 6 Absätzen 2 und 4 genannten Kommissionen bestimmt das Ministerium für Gesundheitswesen.

§ 8

Durchführungsbestimmungen erläßt das Ministerium für Gesundheitswesen.

§ 9

Diese Anordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 10. November 1954

Ministerium für Gesundheitswesen

Steidle

Minister

Berichtigung

In der Bekanntmachung des Beschlusses des Präsidiums des Ministerrates vom 17. Juni 1954 über Stellung und Statut der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (GBI. S. 609) muß der § 40 wie folgt lauten:

§ 40**Schlußbestimmung**

Änderungen dieses Statuts und Beschlüsse gemäß §§ 8, 24 Abs. 1, §§ 34 und 37 bedürfen der Bestätigung durch die Regierung der Deutschen Demokratischen Republik.

Hinweis auf Verkündungen**im Zentralblatt der Deutschen Demokratischen Republik****Die Ausgabe Nr. 45 vom 13. November 1954 enthält:**

	Seite
Anordnung vom 28. Oktober 1954 über die Organisation der bautechnischen Projektierung durch die Staatlichen Entwurfsbüros des Ministeriums für Aufbau und der Abteilungen Aufbau der Räte der Bezirke	541
Anordnung vom 28. Oktober 1954 über die Abgabe und den Verkauf beweglicher Vermögensgegenstände durch Organe der staatlichen Verwaltung und deren Einrichtungen	544
Anweisung vom 28. Oktober 1954 über die Abkürzung der Frist für die Aufbewahrung von Wettscheinblocks	546
Anweisung vom 6. November 1954 zur Anwendung von DIN 18 081, Blatt 1 und 2 — Feuerbeständige Stahltür (Fb 1-Tür) —	546
Bekanntmachung vom 5. November 1954 über die Befristung von Vordrucken	546
Neunundzwanzigste Bekanntmachung vom 6. November 1954 über die Verbindlichkeitsklärung von Gütevorschriften	547

Die Ausgabe Nr. 46 vom 20. November 1954 enthält:

Anordnung vom 8. November 1954 über die Neugliederung der Handelsorgane auf dem Sektor Papier — Bürobedarf	553
Anordnung vom 15. November 1954 über das Fernstudium an den Fachschulen für Bauwesen	554
Anordnung vom 8. November 1954 über die Anwendung von Typenstellenplänen für Frauenmilchsammelstellen und Milchküchen	555
Anordnung vom 8. November 1954 über die Anwendung eines Rahmenstellenplanes für die Tuberkulose-Beratungsstellen	555
Anordnung vom 9. November 1954 zur Ergänzung der Anordnung über die Anwendung von Typenstellenplänen für Schwestern- und Arztsanitätsstellen des Betriebsgesundheitswesens	556
Erste Anordnung vom 5. November 1954 über die Vorlage von Unterlagen zur Übertragung von Preisen auf Preiskarteiblätter für Betriebe der genossenschaftlichen und privaten Wirtschaft	556
Anordnung vom 15. November 1954 über die Errichtung des „VEB für pilliertes Saatgut“	558
Anordnung vom 15. November 1954 über die Prüfungsordnung für Zwischen- und Facharbeiterprüfungen	558
Anweisung vom 11. November 1954 über die Besteuerung der Produktionsgenossenschaften werktätiger Fischer und ihrer Mitglieder sowie über die Erhebung von Beiträgen zur Sozialversicherung	559
Anweisung vom 5. November 1954 zur Durchführung der Inventur in den Betrieben der volkseigenen Wirtschaft per 31. Dezember 1954	560
Zweite Anweisung vom 5. November 1954 über die Steuer- und Sozialversicherungspflicht der privaten Zimmervermieter	560

Herausgeber: Regierungskanzlei der Deutschen Demokratischen Republik — Verlag: (4) VEB Deutscher Zentralverlag, Berlin O 17, Michaelkirchstraße 17, Anruf 67 64 11 — Verkauf: Berlin C 2, Roßstraße 6, Anruf 51 54 87, 51 44 34 — Postscheckkonto: 1400 25 — Erscheinungsweise: Nach Bedarf — Fortlaufender Bezug: Nur durch die Post — Bezugspreis: Vierteljährlich 4,— DM einschließlich Zustellgebühr — Einzelausgabe: bis zum Umfang von 16 Seiten 0,25 DM, bis zum Umfang von 32 Seiten 0,40 DM, bis zum Umfang von 48 Seiten 0,50 DM — 10 Exemplar, nur vom Verlag oder durch den Buchhandel beziehbare — Druck: (25) Greif Graphischer Großbetrieb, Werk I, Berlin N 54 — Veröffentlicht unter der Lizenz-Nr. 1763 des Amtes für Literatur und Verlagswesen der Deutschen Demokratischen Republik

GESETZBLATT

der Deutschen Demokratischen Republik

Teil I

1956	Berlin, den 22. Juni 1956	Nr. 55
Tag	Inhalt	Seite
17. 5. 56	Beschluß über das Statut des Ministeriums für Arbeit und Berufsausbildung	481
17. 5. 56	Verordnung zur Änderung der Verordnung über Kündigungsrecht	485
1. 6. 56	Verordnung zur Änderung der Verordnung über Erholungsurlaub	485
1. 6. 56	Verordnung über die Gewährung von Stipendien an Studierende der Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik	487
2. 6. 56	Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die Gewährung von Stipendien an Studierende der Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik (Stipendienrichtlinien für Studierende an den Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik, die deutsche Staatsangehörige sind)	490
1. 6. 56	Verordnung über den Fernseh-Rundfunk	494
1. 6. 56	Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über den Fernseh-Rundfunk	495
1. 6. 56	Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten	496
14. 5. 56	Preisverordnung Nr. 561/3. — Anordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie —	497
14. 5. 56	Erste Durchführungsbestimmung zur Preisverordnung Nr. 570. — Verordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der privaten Bauindustrie und des Bauhandwerks —	501
4. 6. 56	Anordnung Nr. 2 zur Verordnung über die Rückgabe und Berechnung von Leihverpackung	502
12. 6. 56	Anordnung über die Durchführung des „Tages der Bereitschaft“ der Sommerferien-gestaltung	504
	Hinweis auf Verkündungen im Gesetzblatt Teil II der Deutschen Demokratischen Republik	504

Beschluß über das Statut des Ministeriums für Arbeit und Berufsausbildung.

Vom 17. Mai 1956

Auf Grund des § 3 des Gesetzes vom 16. November 1954 über den Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik (GBI. S. 915) wird für das Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung folgendes Statut erlassen:

I.

Rechtliche Stellung und Sitz des Ministeriums

§ 1

(1) Das Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung ist ein zentrales vollziehendes und verfügendes Organ der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik mit spezieller Zuständigkeit auf dem Gebiet der gesellschaftlichen Arbeitsverhältnisse und des Arbeitsrechts. Es ist juristische Person und Haushaltsorganisation.

(2) Sitz des Ministeriums ist die Hauptstadt der Deutschen Demokratischen Republik Berlin.

II.

Aufgaben des Ministeriums

§ 2

Das Ministerium arbeitet Grundsätze und gesetzliche Bestimmungen aus:

- a) für die Tarifgestaltung, technische Arbeitsnormung und qualitative Arbeitsbewertung,
- b) für die Gestaltung der Lohnsysteme und für richtige Proportionen in der Entlohnung der verschiedenen Gruppen der Arbeiter, des ingenieurtechnischen Personals und der Meister,
- c) für den Abschluß und die Registrierung der Betriebskollektivverträge in Zusammenarbeit mit dem Bundesvorstand des Freien Deutschen Gewerkschaftsbundes (FDGB),

§ 3

(1) Das Ministerium prüft und bestätigt die Wirtschaftszweig-Lohngruppenkataloge, die mit dem FDGB vereinbart sind und von den Ministerien, Staatssekretariaten m. e. G. und anderen zentralen Organen der staatlichen Verwaltung vorgelegt werden.

(2) Es prüft die Vorschläge der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie der örtlichen Räte und entscheidet über Änderungen der geltenden Entlohnungsbestimmungen für einzelne Betriebe im Einvernehmen mit dem Bundesvorstand des FDGB oder den zuständigen Zentralvorständen der Industriegewerkschaften und Gewerkschaften und mit dem Ministerium der Finanzen,

(3) Es registriert die Tarifverträge in der privaten Wirtschaft.

§ 4

(1) Das Ministerium arbeitet gemeinsam mit dem Bundesvorstand des FDGB Grundsätze aus für die Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung zur Entfaltung der Masseninitiative der Werktätigen, insbesondere zur Entwicklung des sozialistischen Wettbewerbs, der Aktivisten- und Rationalisatorbewegung sowie zur Förderung der Neuerer der Produktion, soweit es Grundsätze sind, die über den Rahmen eines Wirtschaftszweiges hinaus wirken,

(2) Es kontrolliert in den Ministerien, Staatssekretariaten m. e. G. und anderen zentralen Organen der staatlichen Verwaltung, wie die Erfahrungen der Neuerer der Produktion studiert und verbreitet und wie die Voraussetzungen zur Anwendung der Erfahrungen geschaffen werden. Es fördert die Übertragung der besten Erfahrungen auf alle Bereiche der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung,

(3) Es prüft in Zusammenarbeit mit dem Bundesvorstand des FDGB Vorschläge der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G., anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung und demokratischen Massenorganisationen für die Auszeichnung von Werktätigen, Brigaden und Betrieben in der Aktivisten- und Wettbewerbbewegung entsprechend den gesetzlichen Bestimmungen.

§ 5

(1) Das Ministerium arbeitet Grundsätze aus für den rationellen Einsatz der Arbeitskräfte, für die Schaffung fester Stammbesellschaften und für die Werbung der Arbeitskräfte in bestimmten Bereichen der Volkswirtschaft und koordiniert die Aufgaben auf diesem Gebiet,

(2) Es leitet an bei der Lenkung der Arbeitskräfte in die Wirtschaftszweige und Gebiete und bei der erstenrangigen Versorgung der wichtigsten Zweige der Volkswirtschaft mit Arbeitskräften,

(3) Es stellt im Einvernehmen mit der Staatlichen Plankommission operative Arbeitskräftebilanzen auf,

§ 6

(1) Das Ministerium bestimmt die Grundsätze und bestätigt daraus abgeleitete Richtlinien der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung:

a) für die Berufsausbildung der Jugend und für die Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter,

b) für die Aus- und Weiterbildung der Lehrmeister, Lehrausbilder, Berufsschullehrer, Heimerzieher sowie der Lehrer in den technischen Betriebschulen,

(2) Es organisiert

a) die Ausbildung von Lehrkräften und Erziehern und verteilt die Absolventen der Berufspädagogischen Institute und anderer Institute der Berufsausbildung,

b) Kurse für die Weiterbildung der Lehrkräfte und Erzieher sowie der leitenden Mitarbeiter der Ausbildungsstätten und staatlichen Organe.

(3) Es arbeitet Grundsätze aus für die Ausbildung von Spezialisten auf dem Gebiet der Arbeitsökonomie, der Technischen Arbeitsnormung und des Arbeitsschutzes.

§ 7

Das Ministerium arbeitet Grundsätze aus für die Erfüllung der gesetzlichen Bestimmungen durch die Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie durch die örtlichen Räte, die staatlichen, genossenschaftlichen und privaten Betriebe und Einrichtungen auf dem Gebiet des Arbeitsschutzes, insbesondere auf dem Gebiet der Sicherheitstechnik und technischen Sicherheit, soweit sie mit Fragen des Arbeitsschutzes in Zusammenhang stehen,

§ 8

(1) Das Ministerium koordiniert und leitet an die Arbeit der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie der örtlichen Räte bei der Verwirklichung des geltenden Arbeitsrechts,

(2) Es kontrolliert in Zusammenarbeit mit den zuständigen staatlichen Organen die Einhaltung der geltenden arbeitsrechtlichen Bestimmungen im privaten Sektor der Volkswirtschaft,

§ 9

Das Ministerium koordiniert und leitet die wissenschaftliche Forschungsarbeit an in Fragen der Arbeit, der technischen Arbeitsnormung, des Arbeitslohnes, der Berufsausbildung der Jugend, der Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter, des Arbeitsschutzes — insbesondere der Sicherheitstechnik und der technischen Sicherheit, soweit sie mit den Fragen des Arbeitsschutzes in Zusammenhang stehen, — und kontrolliert die Arbeit der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung auf diesem Gebiet,

§ 10

(1) Das Ministerium arbeitet Gesetzentwürfe für die Volkskammer und Entwürfe für Verordnungen des Ministerrates aus zu Fragen der Arbeit, des Arbeitslohnes, der Lenkung der Arbeitskräfte, der Berufsausbildung der Jugend, der Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter sowie zu Fragen des Arbeitsschutzes,

(2) Es legt dem Ministerrat Stellungnahmen vor zu Entwürfen der Perspektiv- und Volkswirtschaftspläne, des Staatshaushaltsplanes, der Investitionspläne und zu Berichten über den Stand der Planerfüllung hinsichtlich Fragen der Arbeit, des Arbeitslohnes, der Arbeitskräftebilanz, der Ausbildung von Arbeitern in den Ausbildungsstätten und Betrieben sowie hinsichtlich Fragen des Arbeitsschutzes.

(3) Es nimmt Stellung zu Entwürfen und Vorschlägen der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie der örtlichen Räte in Fragen, welche die gesellschaftlichen Arbeitsverhältnisse und das Arbeitsrecht betreffen.

§ 11

Das Ministerium wirkt mit bei der Ausarbeitung von Grundsätzen der Arbeitsstatistik durch die Staatliche Zentralverwaltung für Statistik.

III,

Rechte des Ministeriums

§ 12

Auf Grund und in Durchführung der Gesetze der Volkskammer sowie der Verordnungen und Beschlüsse des Ministerrates und im Rahmen der dem Ministerium übertragenen Aufgaben erläßt der Minister Anordnungen, Durchführungsbestimmungen und Verfügungen und kontrolliert deren Durchführung.

§ 13

(1) Das Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung kontrolliert in den Ministerien, Staatssekretariaten m. e. G. und anderen zentralen Organen der staatlichen Verwaltung sowie den örtlichen Räten und Betrieben die Fragen der Tarifgestaltung, der technischen Arbeitsnormung und der qualitativen Arbeitsbewertung, die Lohnsysteme und deren praktische Anwendung, den Stand des Arbeitsschutzes, die Berufsausbildung der Jugend, die Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter, den Einsatz der Arbeitskräfte in der Volkswirtschaft und im Zusammenhang damit die Fragen der Arbeitsorganisation und der Arbeitsproduktivität.

(2) Die Mitarbeiter des Ministeriums sind berechtigt, die Produktions-, Wohn- und sozialen Räumlichkeiten der Betriebe und Baustellen, die Ausbildungsstätten und sonstigen staatlichen und nichtstaatlichen Einrichtungen und Organisationen in allen Fragen, für die das Ministerium nach diesem Statut zuständig ist, auf Grund einer festgelegten Ordnung zu überprüfen, soweit dem besondere Bestimmungen nicht entgegenstehen. Für alle Mitarbeiter des Ministeriums — außer den Stellvertretern des Ministers und den Hauptabteilungsleitern — ist dazu ein schriftlicher Dienstauftrag erforderlich.

§ 14

(1) Das Ministerium prüft und entscheidet im Rahmen der geltenden gesetzlichen Bestimmungen gemeinsam mit dem Bundesvorstand des FDGB bei Meinungsverschiedenheiten zwischen den Ministerien, den Staatssekretariaten m. e. G., den anderen zentralen Organen der staatlichen Verwaltung und den örtlichen Räten

einerseits sowie den Industriegewerkschaften andererseits in Fragen, die nach diesem Statut die Zuständigkeit des Ministeriums betreffen.

(2) Es unterbreitet dem zuständigen Mitglied des Präsidiums des Ministerrates entsprechende Vorschläge, wenn hinsichtlich der Entscheidung die Zuständigkeit des Ministeriums für Arbeit und Berufsausbildung überschritten wird.

§ 15

Das Ministerium stützt sich bei der Durchführung seiner Aufgaben auf die Erfahrungen der Werktätigen. Zur Lösung wichtiger Fragen der Arbeit, des Lohnes, der Berufsausbildung und des Arbeitsschutzes kann es in Übereinstimmung mit den zuständigen Leitungen Spezialisten oder Mitarbeiter der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G., anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie der örtlichen Räte, wissenschaftlichen Institute, staatlichen Prüfämter und Betriebe hinzuziehen.

§ 16

Der Minister oder seine Stellvertreter sind berechtigt,

- a) von den Ministerien, Staatssekretariaten m. e. G. und anderen zentralen Organen der staatlichen Verwaltung sowie von den örtlichen Räten, Berufsschulen, Betrieben und Organisationen die Bereitstellung von Materialien zu fordern, die für die Erfüllung der Aufgaben und Pflichten des Ministeriums für Arbeit und Berufsausbildung notwendig sind,
- b) in Entwürfe der Teile des Volkswirtschaftsplanes der Ministerien, Staatssekretariate m. e. G. und anderen zentralen Organe der staatlichen Verwaltung sowie der örtlichen Räte hinsichtlich Fragen der Arbeit, des Arbeitslohnes, der Arbeitskräftebilanz, der Ausbildung von Arbeitern in den Ausbildungsstätten und im Betrieb und hinsichtlich Fragen des Arbeitsschutzes Einsicht zu nehmen,
- c) von der Staatlichen Plankommission vor Beschlußfassung über die Perspektiv- und Jahrespläne die Bereitstellung der Teile des Volkswirtschaftsplanes zu fordern, die mit dem Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung abzustimmen sind,

IV,

Leitung und Struktur des Ministeriums

§ 17

(1) Der Minister leitet das Ministerium gemäß Art. 98 der Verfassung der Deutschen Demokratischen Republik vom 7. Oktober 1949 (GBL S. 5) und § 6 Abs. 1 des Gesetzes vom 16. November 1954 über den Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik (GBL S. 915). Er ist für die gesamte Tätigkeit des Ministeriums sowie der ihm unterstellten Institutionen gegenüber der Volkskammer und dem Ministerrat verantwortlich und rechenschaftspflichtig.

(2) Der Staatssekretär ist als erster Stellvertreter des Ministers dessen ständiger Vertreter.

(3) Der Minister verpflichtet für den Fall seiner Verhinderung und der seines ersten Stellvertreters einen seiner weiteren Stellvertreter zur Führung der Geschäfte des Ministers nach Maßgabe dieses Statuts.

§ 18

(1) Die Stellvertreter des Ministers vertreten den Minister in ihrem Aufgabenbereich in allen Fragen, soweit die Entscheidung nicht dem Minister oder dem Staatssekretär vorbehalten ist.

(2) Das Ministerium ist in folgende Aufgabenbereiche gegliedert:

1. Arbeitsproduktivität, Lohn und Arbeitskräfte,
2. Berufsausbildung der Jugend und Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter,
3. Arbeitsschutz,

für die je ein Stellvertreter des Ministers verantwortlich ist.

(3) Der Staatssekretär und die Stellvertreter des Ministers sind für die Durchführung der Aufgaben des Ministeriums in ihrem Aufgabenbereich dem Minister verantwortlich und rechenschaftspflichtig.

§ 19

(1) Auf Grund der geltenden Bestimmungen werden vom Minister berufen und abberufen:

- a) die in der Nomenklatur bestimmten leitenden Mitarbeiter des Ministeriums und der dem Ministerium unterstellten Institutionen,
- b) die Richter der Arbeitsgerichte sowie die Direktoren und stellvertretenden Direktoren der Arbeitsgerichte.

(2) Der Minister erteilt die Zustimmung zu den Vorschlägen der Räte der Bezirke für die Leiter der Abteilungen Arbeit und Berufsausbildung.

§ 20

Für die Struktur des Ministeriums für Arbeit und Berufsausbildung gilt der Strukturplan, der vom Ministerrat zu bestätigen ist.

§ 21

(1) Das beratende Organ des Ministers ist das Kollegium. Es arbeitet auf der Grundlage der Verordnung vom 17. Juli 1952 über die Bildung von Kollegien (MinBl. S. 109) und gemäß der Geschäftsordnung vom 12. Februar 1953 für die Kollegien (ZBl. S. 55). Für seine Tätigkeit sind der Quartalsarbeitsplan des Ministerrates sowie der Quartalsarbeitsplan des Ministeriums maßgebend.

(2) Dem Kollegium gehört ein Mitglied des Sekretariats des Bundesvorstandes des FDGB an.

§ 22

(1) Das Ministerium leitet die Arbeit der ihm unmittelbar unterstellten Institutionen an und kontrolliert deren Tätigkeit.

(2) Dem Ministerium unmittelbar unterstellte Institutionen sind

- a) das Institut für Arbeitsökonomik und Arbeitsschutzforschung,
- b) die Fachschule für Arbeitsökonomik,

c) die Institute für die Aus- und Weiterbildung der Lehrmeister, Lehrausbilder, Berufsschullehrer, Helmerzieher und der leitenden Kader der Berufsausbildung,

d) die Methodischen Kabinette der Berufsausbildung,

e) das Zentrale Technische Kabinett.

Weitere Institutionen können unterstellt werden.

(3) Dem Ministerium sind die Abteilungen Arbeit und Berufsausbildung der Räte der Bezirke fachlich unterstellt. Die Beziehungen zu den Abteilungen Arbeit und Berufsausbildung regeln sich nach den gesetzlichen Bestimmungen.

(4) Das Ministerium leitet die Arbeitsgerichte an und überwacht deren Rechtsprechung.

§ 23

Zur Beratung des Ministers bestehen Wissenschaftliche Beiräte

- a) für Fragen der Arbeitsökonomik, des Arbeitsschutzes und des Arbeitsrechts;
- b) für Fragen der Berufsausbildung sowie der betrieblichen Ausbildung und Qualifizierung der Arbeiter,

denen Wissenschaftler und hervorragende Praktiker aus diesen Gebieten angehören.

V.

Vertretung des Ministeriums im Rechtsverkehr

§ 24

(1) Das Ministerium wird im Rechtsverkehr vertreten durch den Minister, bei seiner Verhinderung durch den Staatssekretär, gegebenenfalls nach § 17 durch seine Stellvertreter.

(2) Im Rahmen ihres Aufgabenbereichs und der ihnen übertragenen Rechte sind die Leiter der Hauptabteilungen und die Leiter der zentralen Abteilungen befugt, das Ministerium zu vertreten.

(3) Nach Maßgabe der ihnen vom Minister erteilten Vollmachten können auch andere Mitarbeiter des Ministeriums oder andere Personen das Ministerium vertreten.

VI.

Schlußbestimmungen

§ 25

(1) Dieses Statut tritt mit seiner Verkündung in Kraft.

(2) Das Statut kann nur vom Ministerrat geändert oder aufgehoben werden.

Berlin, den 17. Mai 1956

**Der Ministerrat
der Deutschen Demokratischen Republik**

Der Ministerpräsident	Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung
Grotewohl	Mächer Minister

**Verordnung
zur Änderung der Verordnung
über Kündigungsrecht.**

Vom 17. Mai 1956

Zur Änderung der Verordnung vom 7. Juni 1951 über Kündigungsrecht (GBl. S. 550) wird folgendes verordnet:

§ 1

Der § 2 der Verordnung vom 7. Juni 1951 erhält folgende Fassung:

(1) Mit Personen, mit denen Einzelverträge schriftlich abgeschlossen werden, sind Kündigungsfristen und -termine im Einzelvertrag zu vereinbaren. Die §§ 4 bis 7 dieser Verordnung finden insoweit keine Anwendung.

(2) Mit Angehörigen der Intelligenz und technischen Kräften mit Spezialerfahrungen, die in volkseigenen und gleichgestellten Betrieben, Organen der staatlichen Verwaltung, staatlich-wissenschaftlichen Instituten oder sonstigen mit Haushaltsmitteln ausgestatteten Institutionen tätig sind und mit denen keine Einzelverträge abgeschlossen wurden, können Kündigungsfristen bis zur Dauer von drei Monaten und Kündigungstermine vereinbart werden. Die Kündigungsfristen und -termine sind in den Arbeitsverträgen festzulegen. Ist eine entsprechende Vereinbarung erfolgt, so finden die §§ 4 bis 7 dieser Verordnung insoweit keine Anwendung.

(3) Die speziellen Vorschriften für Lehrkräfte bleiben hiervon unberührt.

§ 2

Der § 8 der Verordnung erhält folgende Fassung:

(1) Zeitlich begrenzte Arbeitsrechtsverhältnisse sind bis zu einer Dauer von sechs Monaten zulässig und bedürfen bei einer Dauer über einen Monat hinaus der Schriftform. Wird ein Arbeitsrechtsverhältnis nach Ablauf der vereinbarten Zeit fortgesetzt, so finden unter Anrechnung der vorangegangenen Beschäftigungszeit die Bestimmungen der §§ 4 und 5 entsprechende Anwendung. Die Begründung mehrerer unmittelbar aufeinanderfolgender zeitlich begrenzter Arbeitsrechtsverhältnisse zwischen den gleichen Vertragspartnern ist nicht zulässig.

(2) Durch Einzelverträge können zeitlich begrenzte Arbeitsrechtsverhältnisse für die Dauer von mehr als sechs Monaten begründet werden. Das gleiche gilt für Arbeitsverträge mit Kulturschaffenden, die an Theater, Film, Bühne oder ähnlichen Einrichtungen beschäftigt sind. Der Personenkreis der Kulturschaffenden ist in Kollektivverträgen näher zu bezeichnen. Die Begründung mehrerer aufeinanderfolgender zeitlich begrenzter Arbeitsrechtsverhältnisse ist zulässig.

§ 3

Die Bezeichnungen „Arbeitsvertragsverhältnis“ in der Verordnung werden durch „Arbeitsrechtsverhältnis“ ersetzt.

§ 4

Diese Verordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 17. Mai 1956

**Der Ministerrat
der Deutschen Demokratischen Republik**

Der Ministerpräsident	Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung
Grotewohl	Macher Minister

**Verordnung
zur Änderung der Verordnung über
Erholungsurlaub.**

Vom 1. Juni 1956

Zur Änderung der Verordnung vom 7. Juni 1951 über Erholungsurlaub (GBl. S. 547) wird folgendes verordnet:

§ 1

Der § 2 Abs. 2 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„Ist die Gewährung des Urlaubs im Urlaubsjahr ohne Gefährdung der notwendigen Aufgaben des Betriebes infolge ärztlich bescheinigter Arbeitsunfähigkeit, Quarantäne oder infolge Arbeitsbefreiung alleinstehender Erziehungsberechtigter wegen Pflege des erkrankten Kindes nicht möglich, so hat der Werktätige den Urlaub bis zum 31. März des nachfolgenden Urlaubsjahres anzutreten.“

§ 2

Der § 5 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Der Grundurlaub beträgt 12 Arbeitstage für Arbeiter und Angestellte über 18 Jahre,

(2) Der Urlaub beträgt:

a) 18 bis 24 Arbeitstage für Beschäftigte, die schwere oder gesundheitsgefährdende Arbeiten auszuführen haben,

Der Urlaub ist je nach der Schwere oder der Gesundheitsgefährdung der Arbeit zu staffeln. Wird die schwere oder gesundheitsgefährdende Arbeit nicht über das ganze Jahr ausgeübt, so ist der Urlaub anteilmäßig für die Zeit zu gewähren, während der der Werktätige unter den erschwerten Bedingungen gearbeitet hat. Die Urlaubsdauer wird von der Betriebsleitung im Einvernehmen mit der Betriebsgewerkschaftsleitung und der Arbeitsschutzkommission nach Maßgabe des dieser Verordnung als Anlage beigefügten Verzeichnisses der schweren und gesundheitsgefährdenden Arbeiten festgesetzt;

b) 18 bis 24 Arbeitstage für Beschäftigte mit besonders verantwortlicher Tätigkeit, insbesondere Leiter von selbständigen Dienststellen, Werkleiter, Hauptbuchhalter, Ingenieure, Meister, Abteilungsleiter und andere Beschäftigte ähnlicher Kategorien nach Vereinbarung mit der Betriebsgewerkschaftsleitung;

c) 18 Arbeitstage für Jugendliche, die bis zum 1. Januar des Urlaubsjahres das 18. Lebensjahr noch nicht vollendet haben;

d) 21 Arbeitstage für Jugendliche, die bis zum 1. Januar des Urlaubsjahres das 16. Lebensjahr noch nicht vollendet haben;

e) für Jugendliche erhöht sich der Grundurlaub um 6 bis 12 Arbeitstage, wenn sie bei ihrer Arbeit die unter Buchstaben a oder b aufgeführten Voraussetzungen erfüllen.

(3) Anerkannte Verfolgte des Naziregimes, Schwerbeschädigte, die durch einen Körperschaden in ihrer

Erwerbsfähigkeit um 50 % und mehr gemindert sind, sowie Tuberkulosekranke, die sich in ständiger Überwachung der Tuberkulosefürsorgestelle befinden, erhalten einen zusätzlichen Urlaub von drei und Blinde von sechs Arbeitstagen. Zusatzurlaub darf nur einmal aus einem der vorgenannten Gründe gewährt werden,

(4) In bestimmten Produktionszweigen kann für Werksangehörige mit mehrjähriger ununterbrochener Tätigkeit zusätzlicher Urlaub gewährt werden. Das Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung erläßt hierzu Durchführungsbestimmungen. Für die Berechnung der ununterbrochenen Tätigkeit im Bereich der Deutschen Reichsbahn gelten die Bestimmungen der Verordnung vom 9. Oktober 1950 zur Verbesserung der Wirtschaftlichkeit der Deutschen Reichsbahn und der Lage der Eisenbahner in der Deutschen Demokratischen Republik (GBl. S. 1083) und der dazu erlassenen Durchführungsbestimmungen. Dieser Zusatzurlaub ist ohne Rücksicht auf einen Anspruch auf Zusatzurlaub nach Abs. 3 zu gewähren.“

§ 3

Der § 7 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Eine Unterbrechung des Urlaubs darf nur aus zwingenden betrieblichen Gründen angeordnet werden. In diesem Fall kann eine Verlängerung des Urlaubs gewährt werden, die von der Betriebsleitung im Einvernehmen mit der Betriebsgewerkschaftsleitung festzulegen ist und höchstens zwei Arbeitstage betragen darf.

(2) Unvermeidbare Unkosten, die dem Werkträgten durch die Unterbrechung entstehen, sind vom Betrieb zu erstatten.“

§ 4

Der § 10 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Werkträgten über 18 Jahre, die erstmalig oder nach Unterbrechung von mehr als 6 Monaten ein Arbeitsrechtsverhältnis eingehen, erhalten Urlaub nach Ablauf einer sechsmonatigen Beschäftigungsdauer (Wartezeit).

(2) Endet die Wartezeit im Urlaubsjahr zu einem solchen Zeitpunkt, daß der zustehende Urlaub nicht mehr voll im Urlaubsjahr verwirklicht werden kann, so ist der Urlaub bis zum 31. März des nachfolgenden Urlaubsjahres anzutreten. Erstreckt sich die Wartezeit in das nachfolgende Urlaubsjahr, so ist der anteilmäßige Urlaub für die Zeit der Beschäftigung im vergangenen Urlaubsjahr nachzugewähren.

(3) Hat während des Urlaubsjahres zeitweilig kein Arbeitsrechtsverhältnis bestanden, so steht dem Werkträgten für diese Zeit kein Urlaubsanspruch zu.“

§ 5

Der § 11 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Eine Wartezeit für Jugendliche entfällt.

(2) Jugendliche, die unmittelbar (innerhalb von 2 Wochen) nach Schulentlassung erstmalig ein Arbeitsrechtsverhältnis eingehen, haben Anspruch auf den vollen Jahresurlaub,

(3) Jugendliche, die nicht unmittelbar nach Schulentlassung ein Arbeitsrechtsverhältnis eingehen, haben Anspruch auf Anteilurlaub.“

§ 6

Der § 13 der Verordnung wird durch folgenden Abs. 4 ergänzt:

„(4) An Werkträgten in bestimmten Berufen mit ständig wechselndem Verdienst kann als Urlaubsvergütung der Durchschnittsverdienst des letzten Jahres vor Urlaubsbeginn gezahlt werden. Die Fachminister erlassen mit Zustimmung des Ministers für Arbeit und Berufsausbildung die hierzu erforderlichen Anordnungen.

§ 7

Der § 14 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Eine Abgeltung des Urlaubs in Geld ist nur dann zulässig,

a) wenn die Gewährung des Urlaubs infolge Invalidität nicht mehr möglich ist,

b) wenn der Urlaub infolge ärztlich bescheinigter Arbeitsunfähigkeit, Quarantäne oder infolge Arbeitsbefreiung alleinstehender Erziehungsberechtigter wegen Pflege des erkrankten Kindes bis zum 31. März des nachfolgenden Urlaubsjahres nicht angetreten werden kann,

c) wenn bei befristeten Arbeitsrechtsverhältnissen der Urlaub infolge ärztlich bescheinigter Arbeitsunfähigkeit, Quarantäne oder infolge Arbeitsbefreiung alleinstehender Erziehungsberechtigter wegen Pflege des erkrankten Kindes bis zur Beendigung des Arbeitsrechtsverhältnisses nicht genommen werden kann.

(2) Unter diesen Voraussetzungen ist an Stelle des Urlaubs dem Werkträgten eine Abfindung in Höhe der Urlaubsvergütung zu zahlen.“

§ 8

Der § 15 der Verordnung erhält folgende Fassung:

„(1) Wird das Arbeitsrechtsverhältnis durch Aufhebungsvertrag oder durch fristgemäße Kündigung beendet, ohne daß der zustehende Urlaub bisher gewährt wurde, so hat der Werkträgten Anspruch auf Anteilurlaub.

(2) Wird vom Werkträgten der zustehende Urlaub nicht verwirklicht, so hat der Nachfolgebetrieb den im vorhergehenden Betrieb erworbenen Anspruch auf Urlaub zu erfüllen. Eine Verrechnung der Urlaubsvergütung zwischen den Betrieben hat nicht zu erfolgen.“

§ 9

Die Bezeichnungen „Arbeitsvertragsverhältnis“ bzw. „Arbeitsverhältnis“ in der Verordnung werden durch „Arbeitsrechtsverhältnis“ und die Worte „gesundheits-schädigend“ durch „gesundheitsgefährdend“ ersetzt,

§ 10

Die Dritte Durchführungsbestimmung vom 4. September 1952 zur Verordnung über Erholungsurlaub (GBl. S. 840) wird aufgehoben,

§ 11

Die Bestimmungen des § 2 dieser Verordnung treten mit Wirkung vom 1. Januar 1956 und die übrigen Bestimmungen am 1. Juni 1956 in Kraft.

Berlin, den 1. Juni 1956

**Der Ministerrat
der Deutschen Demokratischen Republik**

Der Ministerpräsident	Ministerium für Arbeit und Berufsausbildung
Grotewohl	Macher Minister

**Verordnung
über die Gewährung von Stipendien an Studierende
der Fachschulen der Deutschen Demokratischen
Republik.**

Vom 1. Juni 1956

Beim weiteren Aufbau des Sozialismus in der Deutschen Demokratischen Republik kommt der Entwicklung mittlerer Kader für die gesamte Volkswirtschaft eine ganz besondere Bedeutung zu. Die Regierung unterstützt allseitig die Förderung der Wissenschaft und Technik und widmet deshalb der Ausbildung junger mittlerer Kader ihre besondere Aufmerksamkeit.

Den begabten Jugendlichen aller Schichten unserer Bevölkerung sind die Tore der Fachschulen geöffnet. Entsprechend den Grundsätzen der Arbeiter-und-Bauern-Macht stellt unsere Regierung zur Förderung der Jugend umfangreiche Mittel zur Verfügung und ermöglicht damit allen begabten Studierenden durch Gewährung staatlicher Studienbeihilfen ein sorgenfreies und systematisches Studium. Dieser großzügigen Förderung muß sich unsere studierende Jugend würdig erweisen und in unermüdlicher Studienarbeit die höchsten Lernergebnisse erzielen, um nach Abschluß des Studiums gemäß dem Auftrag der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik in entsprechenden Funktionen der Volkswirtschaft tätig zu sein.

Die wirtschaftliche und politische Entwicklung in der Deutschen Demokratischen Republik erfordert unter Anwendung dieser Grundsätze eine Neuregelung des Stipendienwesens für die Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik, nach der den begabten Jugendlichen aus allen Bevölkerungsschichten, die am Aufbau der Deutschen Demokratischen Republik aktiv mitarbeiten, durch Gewährung von Stipendien die materielle Grundlage für die Durchführung des Studiums gegeben wird.

Deshalb wird folgendes verordnet:

§ 1

Kreis der Stipendienempfänger

Monatliche Stipendien können gewährt werden an:

1. Arbeiter und deren Kinder,
2. Genossenschaftsbauern und werktätige Einzelbauern und deren Kinder,
3. Vollwaisen,
4. andere Werktätige und deren Kinder, wie Angestellte und Handwerker,
5. Angehörige der schaffenden Intelligenz und deren Kinder,

6. Personen, denen auf Grund der Gesetze und Verordnungen eine besondere Förderung zugesichert ist, und deren Kinder,

7. Halbwaisen.

§ 2

Voraussetzungen für die Gewährung von Stipendien

(1) Studierenden aus dem im § 1 genannten Personenkreis können Stipendien gewährt werden:

- a) wenn sie fest zur Arbeiter-und-Bauern-Macht in der Deutschen Demokratischen Republik stehen und das Volkseigentum achten und schützen;
- b) wenn sie innerhalb und außerhalb der Fachschule aktiv am gesellschaftlichen Leben teilnehmen;
- c) wenn sie alle Maßnahmen zur Sicherung und zum Schutze unserer Deutschen Demokratischen Republik aktiv unterstützen;
- d) wenn sie eine gute Studiendisziplin zeigen und den Anforderungen in den Zwischenprüfungen, Seminaren und im Berufspraktikum voll entsprechen.

(2) Ein Stipendium kann gewährt werden, wenn das monatliche Bruttoeinkommen der Eltern oder des Ehegatten die Summe von 1000 DM nicht übersteigt. 60 % des Stipendiums können gewährt werden, wenn das monatliche Bruttoeinkommen der Eltern oder des Ehegatten zwischen 1001 und 1200 DM liegt.

- (3) a) Sind beide Elterntelle berufstätig, so erhöhen sich die Einkommensgrenzen gemäß Abs. 2 (1000 DM bzw. 1200 DM) jeweils um 300 DM.
- b) Die Einkommensgrenzen gemäß den Absätzen 2 und 3 Buchst. a werden um jeweils 50 DM für jedes weitere zu versorgende Kind unter 14 Jahren sowie für jedes weitere Kind über 14 Jahren erhöht, sofern es noch eine Hochschule, Fachschule, Oberschule oder eine andere staatliche Bildungsanstalt besucht und kein eigenes Einkommen hat.

(4) Studierende, die ein eigenes Einkommen von mehr als 150 DM brutto monatlich haben, erhalten keine Stipendien.

(5) Stipendien des Ehegatten oder der Eltern eines Studierenden werden bei der Berechnung des Bruttoeinkommens gemäß den Absätzen 2 und 3 nicht berücksichtigt.

§ 3

Höhe des Stipendiums

(1) Das monatliche Stipendium beträgt für den in § 1 Ziffern 1 bis 3 aufgeführten Personenkreis 150 DM,

(2) Das monatliche Stipendium beträgt für den in § 1 Ziffern 4 bis 7 aufgeführten Personenkreis 100 DM,

(3) Das monatliche Stipendium für Schüler ohne vorherige Berufsausbildung, die als Absolventen der Mittel- und Oberschulen das Studium an einer Fachschule aufnehmen, beträgt,

- a) wenn die Voraussetzungen des § 1 Ziffern 1 bis 3 gegeben sind,
 - 120 DM im 1. Studienjahr
 - 135 DM im 2. Studienjahr
 - 150 DM im 3. und 4. Studienjahr

b) wenn die Voraussetzungen des § 1 Ziffern 4 bis 7 gegeben sind,

- 80 DM im 1. Studienjahr
- 90 DM im 2. Studienjahr
- 100 DM im 3. und 4. Studienjahr

(4) Das monatliche Stipendium für Fachgrundschüler (Absolventen der Grundschule) beträgt,

a) wenn die Voraussetzungen des § 1 Ziffern 1 bis 3 gegeben sind,

- 60 DM im 1. Studienjahr
- 80 DM im 2. Studienjahr
- 100 DM im 3. Studienjahr
- 125 DM im 4. Studienjahr

b) wenn die Voraussetzungen des § 1 Ziffern 4 bis 7 gegeben sind,

- 40 DM im 1. Studienjahr
- 55 DM im 2. Studienjahr
- 65 DM im 3. Studienjahr
- 80 DM im 4. Studienjahr

§ 4

Zuschläge für sehr gute und gute Studienleistungen

(1) Zu den monatlichen Stipendien können bei sehr guten und guten Studienleistungen Zuschläge gewährt werden, und zwar

- a) an höchstens 10 % der Studierenden, die ein Stipendium erhalten (unterteilt nach Fachrichtungen und Studienjahren), in Höhe von monatlich 60 DM für sehr gute Studienleistungen,
- b) an höchstens 30 % der Studierenden, die ein Stipendium erhalten (unterteilt nach Fachrichtungen und Studienjahren), in Höhe von monatlich 30 DM für gute Studienleistungen.

(2) An Fachgrundschüler (Absolventen der Grundschule) können gemäß § 4 Abs. 1 Buchst. a bei sehr guten Studienleistungen 30 DM, gemäß § 4 Abs. 1 Buchst. b bei guten Studienleistungen 15 DM gewährt werden.

(3) Diese Zuschläge werden ab 2. Studienjahr an den Fachschulen gewährt.

§ 5

Studienbeihilfen

Studierenden, die kein Stipendium erhalten, kann bei Bedürftigkeit und bei Erfüllung der Voraussetzungen gemäß § 2 Abs. 1 eine monatliche Studienbeihilfe bis zu 60 DM gewährt werden.

§ 6

Zusatzstipendien

(1) Fachschüler, die als Aktivisten oder auf Grund eines Beschlusses des Ministerrates der Deutschen Demokratischen Republik ausgezeichnet wurden, können, wenn sie mindestens fünf Jahre vor Besuch der Fachschule in der sozialistischen Wirtschaft oder in staatlichen Einrichtungen gearbeitet haben, entsprechend ihrem bisherigen Verdienst zu ihrem Grundstipendium ein Zusatzstipendium erhalten.

(2) Zusatzstipendien können an solche Fachschüler gezahlt werden, die in Ehren aus den Reihen der Nationalen Volksarmee oder anderer bewaffneter Kräfte der Deutschen Demokratischen Republik entlassen wurden.

(3) Grundstipendium und Zusatzstipendium sollen 60 % des Nettoverdienstes betragen, wobei die Gesamtsumme von 450 DM nicht überschritten werden darf. In dieser Summe sind die Zuschläge für sehr gute und gute Studienleistungen nach § 4 nicht einbegriffen. Als Nettoverdienst gilt der Nettodurchschnittsverdienst des letzten Jahres vor Beginn des Studiums.

§ 7

Ortszuschläge

An Stipendienempfänger und Empfänger von Studienbeihilfen der im Stadtgebiet von Groß-Berlin liegenden Fachschulen wird zum Stipendium ein Ortszuschlag von monatlich 15 DM gewährt.

§ 8

Stipendien an Studierende der Institute für Fachschullehrerbildung und der Institute für die Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern

Studierenden an Instituten für Fachschullehrerbildung und an Instituten für die Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern wird zusätzlich zu den Stipendien gemäß § 3 ein monatlicher Stipendienbetrag von 30 DM gewährt.

§ 9

Auswahl der Stipendienempfänger und Empfänger von Studienbeihilfen

An jeder Fachschule ist unter Vorsitz des 1. Stellvertreters des Direktors eine Stipendienkommission zu bilden. Die Stipendienkommission entscheidet über die Gewährung von Stipendien einschließlich der Zuschläge und von Studienbeihilfen. Sie ist verpflichtet, über die Anträge der Studierenden innerhalb eines Monats zu entscheiden.

§ 10

Sonderstipendien

Das Wilhelm-Pieck-Stipendium kann gemäß § 1 der Verordnung vom 3. Januar 1951 über die Verleihung eines „Wilhelm-Pieck-Stipendiums“ an Arbeiter- und Bauernstudenten der Universitäten und Hochschulen und an Schüler der Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik (GBl. S. 23) für den Bereich der Fachschulen in einer Höhe von monatlich 300 DM verliehen werden.

§ 11

Stipendien für deutsche Studierende im Ausland

(1) Deutsche Studierende, die zum Studium an Fachschulen oder Techniken in das Ausland delegiert werden, erhalten entsprechend den Vereinbarungen zwischen der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik und der Regierung des Gastlandes ein Stipendium.

(2) Zu den vom Gastland gezahlten Stipendien können Zusatzstipendien und Zuschläge gewährt werden.

(3) Die Voraussetzungen für die Gewährung von Zusatzstipendien und Zuschlägen sowie deren Höhe werden vom Staatssekretariat für Hochschulwesen im Einvernehmen mit dem Ministerium der Finanzen festgelegt.

§ 12

Stipendien für ausländische Studierende

(1) Ausländischen Studierenden werden Stipendien gewährt, wenn sie

1. auf Grund von Abkommen mit Regierungen anderer Länder an Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik studieren,
2. auf Einladung der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik an den Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik studieren,
3. mit Genehmigung der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik an den Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik studieren.

(2) Die Höhe des Stipendiums für ausländische Studierende gemäß Abs. 1 Ziff. 1 wird in den Abkommen mit den Regierungen anderer Länder festgelegt.

(3) Ausländische Studierende gemäß Abs. 1 Ziff. 2 erhalten ein monatliches Stipendium von 220 DM.

(4) Für ausländische Studierende, die mit Genehmigung der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik an den Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik studieren, jedoch nicht zu dem unter Abs. 1 Ziffern 1 und 2 genannten Personenkreis gehören, gelten die gleichen Stipendienbestimmungen, wie für deutsche Studierende.

§ 13

Stipendienzahlung während der Zeit des Berufspraktikums

(1) Fachschüler, die ein Berufspraktikum weder am Fachschulort noch an ihrem Wohnort oder an dem Wohnort ihrer Eltern oder des Ehegatten ableisten, können zum Stipendium einen Unkostenbeitrag bis zu 50 DM für vier Wochen Berufspraktikum von der Schule erstattet erhalten. Der Nachweis der Unkosten ist zu erbringen.

(2) Erstreckt sich das Berufspraktikum über einen kürzeren oder längeren Zeitraum (höchstens jedoch bis zu 12 Wochen), so ist der Unkostenbeitrag entsprechend der Dauer des Berufspraktikums zu errechnen.

(3) Das Fahrgeld wird Fachschülern, die ein Stipendium oder eine Studienbeihilfe erhalten, für eine Fahrt vom Fachschulort zum Praktikumsort und zurück von der Fachschule erstattet.

§ 14

Sonderfonds der Fachschule

(1) Jeder Fachschule steht 1 % der Gesamtstipendien-
summe zur Verfügung

- a) für die Gewährung monatlicher Studienbeihilfen gemäß § 5,
- b) für die Gewährung von Beihilfen an Studierende in besonders begründeten Fällen,

- c) für die Gewährung von Einzelprämien, Kollektivprämien an Studienzirkel, Kulturgruppen u. a.,
- d) für Zuwendungen an Kulturgruppen.

(2) Für das Studienjahr 1956/57 stehen den Ministerien zusätzlich 2 % und für das Studienjahr 1957/58 zusätzlich 1 % der Gesamtstipendien-
summe der ihnen unterstehenden Fachschulen zur Verfügung. Die Verwendung dieser Mittel erfolgt ausschließlich zur Gewährung von Beihilfen für Studierende, die bisher Kinder- und Familienzuschläge erhalten haben. Die Aufteilung der Mittel an die Fachschulen erfolgt anteilmäßig unter Berücksichtigung der bisher gewährten Kinder- und Familienzuschläge.

(3) Über die Gewährung von Beihilfen gemäß Abs. 1 Buchst. b entscheidet der 1. Stellvertretende Direktor nach Anhören des Klassenvertreters und der Leitung der FDJ-Schulgruppe.

(4) Über die Gewährung von Kollektivprämien, Einzelprämien und Zuwendungen an Kulturgruppen gemäß Abs. 1 Buchstaben c und d entscheidet der Direktor der Fachschule im Einvernehmen mit der Leitung der FDJ-Schulgruppe.

§ 15

Entzug der Stipendien oder der Studienbeihilfen

Das Stipendium oder die Studienbeihilfe kann insbesondere bei folgenden Verfehlungen bzw. Verstößen vollständig, teilweise oder zeitlich begrenzt entzogen werden:

- a) bei Verstößen gegen den § 2 Abs. 1 Buchstaben a bis c,
- b) bei falschen Angaben, die zur Erlangung des Stipendiums oder der Studienbeihilfe bzw. zur Zulassung zum Studium führten,
- c) bei Nichteinhaltung der Studienverpflichtungen oder Verletzung der Studiendisziplin.
- d) bei Schädigung des Ansehens der Fachschule durch unwürdiges Verhalten innerhalb und außerhalb der Fachschule.

§ 16

Sozialversicherung der Stipendienempfänger und Empfänger von Studienbeihilfen

(1) Studierende, die ein monatliches Stipendium, ein Sonderstipendium oder eine monatliche Studienbeihilfe aus Mitteln des Staatshaushalts erhalten oder denen die Studiengebühren erlassen werden, zahlen selbst keine Beiträge zur Sozialversicherung.

(2) Die Mittel zur Zahlung der Beiträge für diese Studierenden sind im Staatshaushalt bereitzustellen.

§ 17

Unfallversicherung der Studierenden

(1) Alle Studierenden der Fachschulen sind für die Dauer des Studiums gegen Unfall versichert. Sie sind von der Zahlung von Beiträgen befreit. Die Leistungen richten sich nach dem Gruppenunfallversicherungsvertrag, der zwischen den entsprechenden staatlichen Institutionen und der Deutschen Versicherungs-Anstalt besteht.

(2) Die erforderlichen Mittel sind im Haushalt der entsprechenden staatlichen Institutionen bereitzustellen.

§ 18

Bereitstellung der Mittel

(1) Die für die Stipendiengewährung erforderlichen Haushaltsmittel sind bei den Ministerien und den Räten der Bezirke, denen Fachschulen unterstehen, bereitzustellen.

(2) Die Mittel für die Zahlung der Stipendien an deutsche Studierende im Ausland werden im Haushalt des Staatssekretariats für Hochschulwesen bereitgestellt.

(3) Die Mittel für die Zahlung der Stipendien an ausländische Studierende in der Deutschen Demokratischen Republik werden im Haushalt der fachlich zuständigen Ministerien bzw. der Räte der Bezirke bereitgestellt.

§ 19

Kontrolle der Stipendienverteilung

(1) Die Kontrolle über die richtige Anwendung der Grundsätze dieser Verordnung üben die Ministerien und die Räte der Bezirke für die ihnen unterstehenden Fachschulen aus.

(2) Bei Verstößen gegen die Anwendung der Grundsätze dieser Verordnung sind die Verantwortlichen gemäß den gesetzlichen Bestimmungen zur Rechenschaft zu ziehen.

§ 20

Gebührenerlaß

Stipendienempfänger und Empfänger von Studienbeihilfen erhalten Gebührenerlaß (Studiengebühren).

§ 21

Übergangsregelung

Studierenden, die nach den bisherigen gesetzlichen Bestimmungen ein höheres Stipendium ohne Zuschläge erhalten haben, als nach dieser Verordnung vorgesehen ist, kann das bisherige höhere Stipendium ohne Zuschläge bis zum Abschluß ihres Studiums weitergezahlt werden, wenn die dazu erforderlichen sonstigen Bedingungen erfüllt werden. Für die Zahlung der Zuschläge gelten die Bestimmungen dieser Verordnung.

§ 22

Schlußbestimmungen

(1) Die Bestimmungen dieser Verordnung gelten auch für die Institute für Lehrerbildung, die Pädagogischen Schulen für Kindergärtnerinnen und die Institute zur Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern.

(2) Für die Institute für die Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern sind zusätzlich Sonderregelungen zu treffen.

§ 23

Durchführungsbestimmungen

Durchführungsbestimmungen erläßt der Staatssekretär für Hochschulwesen im Einvernehmen mit dem Minister der Finanzen, dem Minister für Arbeit und Berufsausbildung und den fachlich zuständigen Ministern.

§ 24

Inkrafttreten

(1) Diese Verordnung tritt am 1. September 1956 in Kraft.

(2) Gleichzeitig treten außer Kraft:

a) die Verordnung vom 19. Januar 1950 über die Regelung des Stipendienwesens an Hoch- und Fachschulen (GBL. S. 17),

b) die Erste Durchführungsbestimmung vom 7. April 1953 zur Verordnung über die Regelung des Stipendienwesens an Hoch- und Fachschulen (GBL. S. 566),

c) die Bekanntmachung vom 26. August 1953 der Änderung der Ersten Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die Regelung des Stipendienwesens an Hoch- und Fachschulen (GBL. S. 959),

d) die Anordnung vom 14. Dezember 1953 zur Änderung der Stipendienrichtlinien für die Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik (GBL. 1954 S. 6),

e) die Anordnung vom 7. Juli 1954 über die Regelung des Stipendienwesens an Instituten für Lehrerbildung und Pädagogischen Schulen für Kindergärtnerinnen der Deutschen Demokratischen Republik (ZBl. S. 325),

f) die Verordnung vom 15. November 1951 zur Regelung des Stipendienwesens an den Instituten zur Ausbildung von Berufsschullehrern (GBL. S. 1059),

g) die Erste Durchführungsbestimmung vom 28. Dezember 1951 zu der Verordnung zur Regelung des Stipendienwesens an den Instituten zur Ausbildung von Berufsschullehrern (GBL. 1952 S. 13),

h) die Zweite Durchführungsbestimmung vom 15. Juli 1954 zu der Verordnung zur Regelung des Stipendienwesens an den Instituten zur Ausbildung von Berufsschullehrern (GBL. S. 639).

Berlin, den 1. Juni 1956

**Der Ministerrat
der Deutschen Demokratischen Republik**

Der Ministerpräsident	Staatssekretariat für Hochschulwesen
Grotewohl	Prof. Dr. Harig Staatssekretär

**Erste Durchführungsbestimmung
zur Verordnung über die Gewährung von Stipendien an Studierende der Fachschulen der
Deutschen Demokratischen Republik.**
(Stipendienrichtlinien für Studierende an den Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik, die deutsche Staatsangehörige sind)

Vom 2. Juni 1956

Auf Grund des § 23 der Verordnung vom 1. Juni 1956 über die Gewährung von Stipendien an Studierende der Fachschulen der Deutschen Demokratischen Republik (GBL. I S. 487) wird im Einvernehmen mit dem Minister der Finanzen, dem Minister für Arbeit und Berufsaus-

bildung und den fachlich zuständigen Ministern folgendes bestimmt:

Zu §§ 1 und 2 der Verordnung:

§ 1

(1) Im Sinne der Stipendienverordnung gelten

1. als Arbeiter:

- a) Personen, die mindestens seit fünf Jahren als Arbeiter tätig sind (Lehrzeit wird nicht mit angerechnet),
- b) Personen, die mindestens bis zum 8. Mai 1945 Arbeiter waren und nach dem 8. Mai 1945 in Funktionen der Partei der Arbeiterklasse, der staatlichen Verwaltung, der Massenorganisationen oder der sozialistischen Wirtschaft tätig sind;

2. als Genossenschaftsbauern:

Mitglieder Landwirtschaftlicher Produktionsgenossenschaften;

3. als werktätige Einzelbauern:

Personen, deren nutzbares Grundeigentum in der Regel 20 ha mittlerer Bodenklasse nicht übersteigt und die vorwiegend ohne fremde Arbeitskräfte arbeiten;

4. als Angestellte:

Personen, die nach dem 8. Mai 1945 in der Deutschen Demokratischen Republik als Angestellte in der staatlichen Verwaltung, in staatlichen Einrichtungen, in der sozialistischen Wirtschaft, im volkseigenen oder genossenschaftlichen Handel, in volkseigenen Banken oder Versicherungen sowie in demokratischen Parteien und Massenorganisationen tätig sind, Angestellte in der privaten Wirtschaft, die nicht in leitenden Funktionen tätig sind;

5. als Angehörige der schaffenden Intelligenz:

- a) Inhaber eines Einzelvertrages gemäß der Verordnung vom 23. Juli 1953 über die Neuregelung des Abschlusses von Einzelverträgen mit Angehörigen der Intelligenz in der Deutschen Demokratischen Republik (GBl. S. 897),
- b) Inhaber der zusätzlichen Altersversorgung gemäß der Verordnung vom 12. Juli 1951 über die Altersversorgung der Intelligenz an wissenschaftlichen, künstlerischen, pädagogischen und medizinischen Einrichtungen der Deutschen Demokratischen Republik (GBl. S. 675) und gemäß § 1 der Zweiten Durchführungsbestimmung vom 24. Mai 1951 zur Verordnung über die zusätzliche Altersversorgung der technischen Intelligenz in den volkseigenen und ihnen gleichgestellten Betrieben (GBl. S. 487),
- c) Lehrer, die nach dem 8. Mai 1945 im Gebiet der Deutschen Demokratischen Republik im Schuldienst hauptamtlich tätig sind und eine abgeschlossene Ausbildung nachweisen können,
- d) Personen, die in der staatlichen Verwaltung, in der sozialistischen Wirtschaft oder in staatlichen und genossenschaftlichen Einrichtungen tätig sind, wenn sie eine abgeschlossene Hoch- oder Fachschulausbildung nachweisen können und eine entsprechende Tätigkeit ausüben;

6. als Personen, denen auf Grund der Gesetze und Verordnungen eine besondere Förderung zugesichert ist:

Träger des Karl-Marx-Ordens, Träger des Vaterländischen Verdienstordens, Nationalpreisträger, Helden der Arbeit, Hervorragende Wissenschaftler des Volkes, Verdiente Aktivisten, Verdiente Erfinder, Verdiente Bergleute, Verdiente Eisenbahner, Verdiente Lehrer und Ärzte des Volkes, Meister des Sports sowie Personen, die ähnliche Auszeichnungen erhalten haben,

(2) Anerkannte Verfolgte des Naziregimes sowie in staatlichen Kinderheimen erzogene Jugendliche werden bei der Stipendiengewährung wie die im Abs. 1 Ziffern 1 bis 3 genannten Personen berücksichtigt.

(3) Arbeiter, die weniger als fünf Jahre als Arbeiter tätig sind, werden bei der Stipendiengewährung wie die im Abs. 1 Ziff. 4 genannten Personen berücksichtigt.

(4) Angehörige der Intelligenz und deren Kinder, die nicht im Abs. 1 Ziff. 5 genannt werden, können Stipendien erhalten, wenn der Antrag auf Stipendiengewährung von der vom 1. Stellvertretenden Direktor behannten Dienststelle oder gesellschaftlichen Organisation innerhalb des Kreises oder Bezirkes, in dem die Eltern des Antragstellers wohnen, befürwortet wird.

(5) In Sonderfällen kann die Hauptabteilung Fachschulwesen des Staatssekretariats für Hochschulwesen auf Vorschlag der Stipendienkommission der Fachschule auch bei Überschreitung der Einkommengrenzen nach § 2 Absätzen 2, 3 und 5 der Verordnung Stipendien ganz oder teilweise gewähren, wenn mehrere durch die Eltern des Antragstellers zu versorgende Kinder eine Hochschule, Fachschule, Oberschule oder andere staatliche Bildungsanstalt besuchen und kein eigenes Einkommen haben.

Zu §§ 3 und 5 der Verordnung:

§ 2

Stipendien und Studienbeihilfen werden jeweils für die Dauer eines Studienjahres gewährt.

§ 3

(1) Studierende des ersten Studienjahres, die ein Stipendium oder eine Studienbeihilfe beantragen, sind verpflichtet, bis zum 10. des Monats nach Beginn des Studiums einen ordnungsgemäß ausgefüllten Stipendienvordruck mit den erforderlichen Bescheinigungen der Stipendienkommission der Fachschule vorzulegen. Anträge auf Gewährung von Studienbeihilfen sind mit einer entsprechenden Stellungnahme der Zentralen Schulgruppenleitung der FDJ an die Stipendienkommission einzureichen.

(2) Studierende höherer Studienjahre müssen bereits am Ende des vorhergehenden Studienjahres einen Antrag mit entsprechenden Unterlagen bei der Stipendienkommission der Fachschule einreichen.

(3) Werden Stipendien oder Studienbeihilfen zu einem späteren Zeitpunkt beantragt, so beginnt die Zahlung des bewilligten Stipendiums oder der Studienbeihilfe frühestens in dem der Antragstellung folgenden Monat.

§ 4

(1) Jeder Stipendienempfänger oder Empfänger einer Studienbeihilfe ist verpflichtet, im Laufe des Studienjahres eintretende Änderungen in seinen Verhältnissen, denen seiner Eltern oder des Ehegatten, sofern diese Einfluß auf die Gewährung des Stipendiums oder der Studienbeihilfe haben, unverzüglich der Stipendienkommission der Fachschule mitzuteilen. Wird die Meldung unterlassen, so ist der Studierende zur Rückzahlung der überzahlten Stipendien oder Studienbeihilfen verpflichtet, unbeschadet der eventuellen Einleitung eines Disziplinarverfahrens.

(2) Eintretende Änderungen gemäß Abs. 1 werden für die Stipendienberechnung in dem der Meldung folgenden Monat wirksam.

§ 5

Die Zahlung des Stipendiums oder der Studienbeihilfe erfolgt in der zweiten Hälfte des jeweiligen Monats. Die Zahlungstermine sind mit den kontoführenden Niederlassungen der Deutschen Notenbank zu vereinbaren. Die Termine für die Zahlung der Stipendien und der Studienbeihilfen während des Berufspraktikums und in den Ferienmonaten zwischen dem 1. und 2. sowie dem 2. und 3. Studienjahr sind ebenfalls in dieser Weise festzulegen.

§ 6

(1) An Studierende des letzten Studienjahres kann das Stipendium oder die Studienbeihilfe längstens einen Monat nach der Abschlußprüfung gewährt werden. Wird bereits zu einem früheren Zeitpunkt eine Tätigkeit aufgenommen, so hört die Stipendienzahlung bzw. die Zahlung der Studienbeihilfe mit dem Tage der Arbeitsaufnahme auf.

(2) An Studierende, die nach Besuch der Fachschule das Studium an einer Hochschule fortsetzen oder die die Lehrtätigkeit aufnehmen, kann das Stipendium oder die Studienbeihilfe bis zum Beginn des nächsten Studienjahres bzw. bis zum Beginn der Lehrtätigkeit weitergezahlt werden, jedoch längstens bis zur Dauer von zwei Monaten.

(3) Studierende, die durch eigenes Verschulden das Studium nicht zu dem im Studienplan festgelegten Zeitpunkt beenden, können nach diesem Zeitpunkt kein Stipendium und keine Studienbeihilfe erhalten.

Zu § 4 der Verordnung:

§ 7

(1) Begründete Vorschläge über die Gewährung von Zuschlägen für sehr gute und gute Studienleistungen sind vom Klassenkollektiv in Zusammenarbeit mit dem Klassensekretär der FDJ und dem Klassenlehrer nach Abschluß der Zwischenprüfung des vorhergehenden Studienjahres der Stipendienkommission einzureichen.

(2) Als Voraussetzung für die Gewährung von Zuschlägen für sehr gute und gute Studienleistungen wird eine aktive gesellschaftliche Mitarbeit innerhalb und außerhalb der Fachschule gefordert. Die dem Fachschüler übertragenen Aufgaben müssen vorbildlich gelöst worden sein.

Zu § 6 der Verordnung:

§ 8

Bei der Berechnung der fünfjährigen Tätigkeit in der sozialistischen Wirtschaft oder in staatlichen Einrichtungen wird die Zeit der Berufsausbildung (Lehrjahre) nicht berücksichtigt.

Zu § 9 der Verordnung:

§ 9

(1) Der Stipendienkommission gehören an:

- a) der 1. Stellvertretende Direktor als Vorsitzender,
- b) der Kaderleiter,
- c) ein von der Leitung der Fachschule bestimmter Vertreter des Lehrkörpers,
- d) der jeweilige Klassenlehrer,
- e) ein Vertreter der Zentralen FDJ-Schulgruppenleitung,
- f) ein Vertreter der Betriebsgewerkschaftsleitung.

(2) Die Stipendienkommission hat folgende Aufgaben:

- a) Bestätigung der vom 1. Stellvertretenden Direktor und Kaderleiter vorgeschlagenen Stipendienempfänger sowie der Höhe des Stipendiums und der Zuschläge,
- b) Entscheidung über die Gewährung von Studienbeihilfen,
- c) Bearbeitung und Entscheidung der Einsprüche.

(3) Die Stipendienkommission ist beschlußfähig, wenn mindestens vier Mitglieder anwesend sind. Bei Stimmengleichheit entscheidet die Stimme des Vorsitzenden.

(4) Über alle Sitzungen der Stipendienkommission ist ein Beschlußprotokoll zu führen. Die Kommissionsmitglieder bestätigen durch ihre Unterschrift unter das Protokoll die Festsetzung der Stipendiansätze.

(5) Gegen die Entscheidung der Stipendienkommission ist Einspruch beim Direktor der Fachschule möglich, der endgültig entscheidet.

Zu § 10 der Verordnung:

§ 10

Zuschläge für sehr gute und gute Studienleistungen gemäß § 4 der Verordnung werden an Wilhelm-Pieck-Stipendiaten nicht gezahlt.

Zu § 15 der Verordnung:

§ 11

(1) Stipendien und Studienbeihilfen können entzogen werden:

- a) durch den Direktor der Fachschule, wenn eine Nichteinhaltung der Studienverpflichtungen, eine Verletzung der Studiendisziplin oder ein Verstoß nach § 15 Buchst. d der Verordnung vorliegt,
- b) auf Beschluß der Stipendienkommission, wenn der Studierende die Voraussetzungen für die Gewährung eines Stipendiums oder einer Studienbeihilfe nicht mehr erfüllt oder wenn ein Verstoß nach § 15 Buchst. b der Verordnung vorliegt.

(2) Der 1. Stellvertretende Direktor ist berechtigt, die Sperrung des Stipendiums oder der Studienbeihilfe bis zur Entscheidung über den Entzug vorzunehmen,

(3) Der Beschluß über den vollen, teilweisen oder zeitlich begrenzten Entzug ist dem Stipendienempfänger schriftlich durch den Direktor der Fachschule mitzutellen und nach Entscheidung des Direktors durch Aushang dem gesamten Schulkollektiv bekanntzugeben.

(4) Studierende, die auf Grund eigenen Verschuldens die Zwischenprüfung nicht bestehen, erhalten bei Wiederholung des Studienjahres kein Stipendium und keine Studienbeihilfe.

Zu § 16 der Verordnung:

§ 12

(1) Wird ein Stipendienempfänger oder Empfänger einer Studienbeihilfe wegen Krankheit beurlaubt, so werden die Stipendien oder Studienbeihilfen im Studienjahr wie folgt gewährt:

- a) von der 1. bis zur 6. Woche für die Zeit der ärztlich bescheinigten Krankheit

in voller Höhe einschließlich der Zuschläge,

Befindet sich der Studierende während dieses Zeitraumes in einem Krankenhaus oder in einer Heilstätte, in Höhe von

50 % des Stipendiums (einschließlich der Zuschläge) oder der Studienbeihilfe (einschließlich des Ortszuschlages);

- b) von der 7. bis zur 26. Woche, wenn eine ärztliche Bescheinigung darüber vorliegt, daß die Arbeitsfähigkeit in absehbarer Zeit wieder hergestellt wird, in Höhe von

50 % des Stipendiums (einschließlich der Zuschläge) oder der Studienbeihilfe (einschließlich des Ortszuschlages).

Befindet sich der Studierende während dieses Zeitraumes in einem Krankenhaus oder einer Heilstätte, in Höhe von

25 % des Stipendiums (einschließlich der Zuschläge) oder der Studienbeihilfe (einschließlich des Ortszuschlages).

(2) Wird der Studierende in eine Tbc-Heilstätte eingewiesen, so werden Stipendien oder Studienbeihilfen wie folgt gewährt:

- a) von der 1. bis zur 6. Woche

in voller Höhe einschließlich der Zuschläge;

- b) von der 7. Woche bis zur Entlassung

50 % des Stipendiums (einschließlich der Zuschläge) oder der Studienbeihilfe (einschließlich des Ortszuschlages).

(3) Stipendien oder Studienbeihilfen können während eines Studienjahres nur jeweils einmal für die im Abs. 1 Buchstaben a und b genannten Wochen gewährt werden.

(4) Zuschläge für sehr gute und gute Studienleistungen gemäß § 4 der Verordnung werden in den Fällen der Absätze 1 und 2, sofern die Dauer der Erkrankung

über das jeweilige Studienjahr hinausgeht, nur bis zum Ende des Studienjahres gewährt, in dem die Krankheit begann,

§ 13

(1) Besteht entsprechend der Verordnung vom 2. Februar 1950 über die Sozialpflichtversicherung der Studenten, Hoch- und Fachschüler (GBl. S. 71) nach Ablauf der 26. Woche Invalidität gemäß § 54 der Verordnung vom 28. Januar 1947 über die Sozialpflichtversicherung und werden die Voraussetzungen gemäß § 49 der gleichen Verordnung erfüllt, so ist bei der für den Wohnort zuständigen Kreisgeschäftsstelle der Sozialversicherung Invalidenrente zu beantragen.

(2) Entsprechend § 10 des Gesetzes vom 27. September 1950 über den Mutter- und Kinderschutz und die Rechte der Frau (GBl. S. 1037) können Studierende, die werdende und stillende Mütter sind, fünf Wochen vor und sechs Wochen nach der Geburt des Kindes Schwangerschafts- und Wochenurlaub erhalten. Das Stipendium oder die Studienbeihilfe einschließlich der Zuschläge sind für diese Zeit in voller Höhe weiter zu zahlen. § 12 dieser Durchführungsbestimmung findet keine Anwendung.

Zu § 22 der Verordnung:

§ 14

Entsprechend dem besonderen Charakter der Institute für Lehrerbildung, der Pädagogischen Schulen für Kindergärtnerinnen und der Institute zur Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern sind für diese Einrichtungen an Stelle der in der Verordnung und in den Durchführungsbestimmungen zur Verordnung verwendeten Bezeichnungen folgende Worte einzusetzen:

- a) im Bereich der Institute für Lehrerbildung und der Pädagogischen Schulen für Kindergärtnerinnen statt

„Fachschule“ — „Institut für Lehrerbildung“ oder „Pädagogische Schule für Kindergärtnerinnen“;

„Fachschüler“ — „Schüler“;

„Fachschulort“ — „Schulort“;

„Klassensekretär der FDJ“ — „Klassengruppenleiter der FDJ“;

„Stellvertretender Direktor“ — „Stellvertretender Direktor für Schülerangelegenheiten“;

- b) im Bereich der Institute zur Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern statt

„Fachschule“ — „Institut zur Aus- und Weiterbildung von Lehrmeistern und Berufsschullehrern“;

„Fachschüler“ — „Studierende“;

„Fachschulort“ — „Studienort“;

„Klassensekretär der FDJ“ — „Studiengruppensekretär der FDJ“.

§ 15

Inkrafttreten

Diese Durchführungsbestimmung tritt am 1. September 1956 in Kraft.

Berlin, den 2. Juni 1956

Staatssekretariat für Hochschulwesen

Prof. Dr. Harig
Staatssekretär

Verordnung über den Fernseh-Rundfunk.

Vom 1. Juni 1956

§ 1

(1) Fernseh-Rundfunk ist die Verbreitung von optischen und akustischen Darbietungen mittels elektromagnetischer Wellen, die von Fernseh-Rundfunksendern ausgestrahlt und von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen aufgenommen werden.

(2) Als Fernseh-Rundfunkempfangsanlage gelten alle Einrichtungen, mit denen die von einem Fernseh-Rundfunksender ausgestrahlten Frequenzbereiche empfangen und als Bilder und Töne wiedergegeben werden können.

§ 2

(1) Zum Errichten und zum Betrieb einer Fernseh-Rundfunkempfangsanlage ist berechtigt, wer im Besitz einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung ist. Dies gilt auch für die Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen herstellenden Industriebetriebe und den diese Anlagen vertreibenden Fachhandel.

(2) Die Fernseh-Rundfunkgenehmigung wird durch die Deutsche Post erteilt.

(3) Die Fernseh-Rundfunkgenehmigung ist nicht übertragbar.

§ 3

(1) Zur gewerbsmäßigen Errichtung von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen ist eine besondere Lizenz der Deutschen Post erforderlich. Diese Lizenz kann widerrufen werden.

(2) Die Deutsche Post hat das Recht der Kontrolle und Abnahme dieser Anlagen.

§ 4

(1) Die Teilnahme am Fernseh-Rundfunk ist ab 1. Juli 1956 gebührenpflichtig.

(2) Gebührenrückstände werden im Verwaltungsverfahren eingezogen.

(3) Die Befreiung von der Bezahlung der Gebühr für Rentner und Sozialfürsorgeunterstützungsempfänger regelt sich nach der Verordnung vom 28. Oktober 1955 über Rundfunkgebührenbefreiung (GBl. I S. 785).

§ 5

(1) Die Fernseh-Rundfunkgenehmigung berechtigt zum Empfang der Fernseh- und Rundfunksendungen.

(2) Wird beim Fernseh-Rundfunkempfang Funkverkehr anderer Funkdienste mitgehört, so darf dieser weder aufgezeichnet noch anderen mitgeteilt, noch für irgendwelche Zwecke verwertet werden, es sei denn, daß durch gesetzliche Bestimmungen eine Anzeigepflicht vorgeschrieben ist.

(3) Die gewerbsmäßige Ausnutzung der Fernseh-Rundfunkempfangsanlage bedarf der Genehmigung des Staatlichen Rundfunkkomitees.

§ 6

Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen dürfen den Betrieb von Fernmeldeanlagen, die öffentlichen Zwecken dienen, und den Rundfunkempfang nicht stören.

§ 7

(1) Den Beauftragten der Deutschen Post ist das Betreten der Grundstücke und Räume, in denen sich Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen befinden, zu gestatten. Befinden sich Teile der Fernseh-Rundfunkempfangsanlage (z. B. Antennen) außerhalb der im Verfügungsbereich des Inhabers der Genehmigung liegenden Räume, so hat dieser den Beauftragten der Deutschen Post Zutritt zu diesen Teilen zu verschaffen.

(2) Auf Verlangen ist den Beauftragten der Deutschen Post die Fernseh-Rundfunkgenehmigung vorzulegen. Über die Anlagen und deren Betrieb ist ihnen Auskunft zu erteilen.

§ 8

(1) Die Fernseh-Rundfunkgenehmigung erlischt, wenn der Inhaber auf die Teilnahme am Fernseh-Rundfunk verzichtet.

(2) Wird gegen die Bestimmungen dieser Verordnung verstoßen, so kann das Ministerium für Post- und Fernmeldewesen die Fernseh-Rundfunkgenehmigung entziehen.

§ 9

Änderungen technischer Art an den Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen, die durch Änderungen an den Sendeanlagen bedingt sind, gehen zu Lasten des Eigentümers der Fernseh-Rundfunkempfangsanlage.

§ 10

Zuwiderhandlungen gegen die Bestimmungen dieser Verordnung stellen einen Verstoß gegen die Bestimmungen des Gesetzes über Fernmeldeanlagen vom 14. Januar 1928 (RGBl. I S. 8) dar und können gemäß §§ 15 ff. dieses Gesetzes bestraft werden.

§ 11

Durchführungsbestimmungen erläßt der Minister für Post- und Fernmeldewesen.

§ 12

Diese Verordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 1. Juni 1956

Der Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik

Der Ministerpräsident
Grotewohl

Ministerium für
Post- und Fernmeldewesen
I. V.: Gebhardt
Staatssekretär

Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über den Fernseh-Rundfunk.

Vom 1. Juni 1956

Auf Grund des § 11 der Verordnung vom 1. Juni 1956 über den Fernseh-Rundfunk (GBl. I S. 494) wird folgendes bestimmt:

§ 1

Ertellung von Genehmigungen

- (1) Anträge auf Ertellung von Fernseh-Rundfunkgenehmigungen sind bei dem zuständigen Postamt zu stellen.
- (2) Antragsteller, die das 18. Lebensjahr noch nicht vollendet haben, müssen eine Einverständniserklärung ihres gesetzlichen Vertreters vorlegen.
- (3) Die Fernseh-Rundfunkgenehmigungen werden von den zuständigen Postämtern ausgestellt.
- (4) Wohnungsänderungen sind dem zuständigen Postamt unverzüglich schriftlich mitzuteilen.
- (5) Der Erwerb und der Besitz von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen oder von Teilen von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen bedürfen keiner Genehmigung.
- (6) Der Selbstbau von Fernseh-Rundfunkempfängern wird ohne vorherige Genehmigung gestattet. Zum Betrieb ist der Besitz einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung notwendig.
- (7) Anträge zur Erlangung einer Lizenz gemäß § 3 Abs. 1 der Verordnung sind an die zuständige Bezirksdirektion für Post- und Fernmeldewesen zu richten.

§ 2

Errichtung von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen

- (1) Bei der Errichtung von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen sind die einschlägigen technischen Bestimmungen sowie die baupolizeilichen Vorschriften zu beachten.
- (2) Die Zustimmung Dritter (z. B. Gebäudeeigentümer, Wegeunterhaltungspflichtige) zur Errichtung von Antennen und Außenleitungen hat sich der Teilnehmer am Fernseh-Rundfunk selbst zu beschaffen.
- (3) Der Inhaber einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung hat Antennen, Verbindungs- und Erdleitungen auf seine Kosten sogleich zu ändern, wenn diese Anlagenteile den Aufbau, die Änderung oder die Aufhebung von Fernmeldeanlagen, die öffentlichen Zwecken dienen, behindern oder gefährden. Kommt der Inhaber der Fernseh-Rundfunkgenehmigung der Anforderung auf Änderung nicht nach, so kann eine Ersatzvornahme auf seine Kosten im Verwaltungs-zwangsverfahren erfolgen.

§ 3

Betrieb von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen

- (1) Der Inhaber einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung kann innerhalb seiner Wohnung oder auf seinem

Grundstück mehrere Fernsehempfänger betreiben. Im übrigen ist für jeden Betriebsort eine besondere Genehmigung erforderlich.

(2) Der Inhaber der Fernseh-Rundfunkgenehmigung darf an seine Fernseh-Rundfunkempfangsanlage Vorrichtungen für Personen, die mit ihm in Wohnungsgemeinschaft leben, anschließen, auch wenn diese keine Fernseh-Rundfunkgenehmigung besitzen.

(3) Vorführungen von Fernseh-Rundfunkempfangsanlagen im Kundendienst dürfen auf einen Zeitraum bis 14 Tage vorgenommen werden, ohne daß die Personen, bei denen die Vorführungen stattfinden, im Besitz einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung zu sein brauchen. Bei Übernahme der Empfangsanlage durch den Kunden hat dieser sofort die Fernseh-Rundfunkgenehmigung zu beantragen.

(4) Eine störende Fernseh-Rundfunkempfangsanlage ist auf Verlangen der Deutschen Post bis zur Beseitigung der Störungen stillzulegen. Der Inhaber der störenden Fernseh-Rundfunkempfangsanlage hat für die Durchführung der Entstörung zu sorgen und die Kosten zu tragen.

§ 4

Verzicht und Entzug

- (1) Der Verzicht auf die Genehmigung muß schriftlich erklärt werden und ist nur zum Ablauf eines Kalendermonats zulässig. Die Verzichtserklärung muß spätestens bis zum 16. des Monats bei dem zuständigen Postamt eingehen, in dem die Genehmigung enden soll. Die Genehmigungsurkunde ist der Verzichtserklärung beizufügen.
- (2) Bei Entzug ist die Genehmigung dem zuständigen Postamt zurückzusenden.

(3) Nach Ablauf der Genehmigung ist die Fernseh-Rundfunkempfangsanlage sogleich außer Betrieb zu setzen. Antennen, Erdleitungen usw. sind auf Verlangen der Deutschen Post zu beseitigen.

(4) Will der bisherige Inhaber einer Fernseh-Rundfunkgenehmigung nach deren Wegfall weiterhin Ton-Rundfunkdarbietungen aufnehmen, so muß er im Besitz einer Rundfunkgenehmigung sein.

§ 5

Gebühren

(1) Die Gebühr für die Fernseh-Rundfunkgenehmigung beträgt monatlich 4 DM. Betreibt der Fernseh-Rundfunkteilnehmer außer dem Fernseh-Rundfunkempfänger noch ein Rundfunkempfangsgerät, so ist eine besondere Rundfunkgebühr nicht zu zahlen.

(2) Die Gebühr ist im voraus zu entrichten.

(3) Die Gebühr ist fällig ohne Rücksicht darauf, ob die Fernseh-Rundfunkempfangsanlage betrieben wird oder nicht oder ob Störungen beim Empfang vorliegen.

(4) Für Gebührenbefreiungen aus dienstlichen Gründen gelten die Bestimmungen des Ministeriums für Post- und Fernmeldewesen.

§ 6

Inkrafttreten

Diese Durchführungsbestimmung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 1. Juni 1956

Ministerium für Post- und Fernmeldewesen

I. V.: Gebhardt
Staatssekretär

Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten.

Vom 1. Juni 1956

Die Anwendung radioaktiver Präparate ist eine dringende Aufgabe bei der Entwicklung von Wissenschaft und Technik in der Deutschen Demokratischen Republik.

Um eine breite Anwendung radioaktiver Präparate zu erreichen und alle Voraussetzungen für ein gefahrloses Arbeiten mit radioaktiven Präparaten zu garantieren, wird folgendes verordnet:

§ 1

Geltungsbereich

(1) Radioaktive Präparate im Sinne dieser Verordnung sind alle Stoffe, bei denen das Produkt aus der Radioaktivität gemessen in Millicurie und der Halbwertszeit in Tagen einen Millicurietag übersteigt. Als kürzeste Halbwertszeit sind 10 Tage einzusetzen. Bei Stoffen mit Halbwertszeiten über 27 Jahre sind als Halbwertszeit 10 000 Tage einzusetzen. Das Amt für Kernforschung und Kerntechnik kann Ausnahmen bestimmen.

(2) Diese Verordnung findet keine Anwendung

- a) auf den Verkehr mit radioaktiven Erzen,
- b) auf die Verwendung von Präparaten aus Radium und anderen natürlichen radioaktiven Stoffen für medizinische Zwecke in den staatlichen und nichtstaatlichen Einrichtungen,
- c) auf den Verkehr mit Uran und seinen Verbindungen,
- d) auf den Verkehr mit Erzeugnissen, die unter Verwendung radioaktiver Leuchtfarbe hergestellt sind (z. B. Leuchtzifferblätter).

Zuständigkeit und Genehmigungspflicht

§ 2

(1) Das Amt für Kernforschung und Kerntechnik ist für die gesamte Organisation der Anwendung radioaktiver Präparate und die Regelung aller damit zusammenhängenden Fragen, wie insbesondere Herstellung, Beschaffung, Verteilung, Transport und Beseitigung von radioaktiven Präparaten zuständig.

(2) Die Anreicherung radioaktiver Isotope sowie die Herstellung, der Besitz, die Verwendung, die Aufbewahrung, der Transport und die Beseitigung radioaktiver Präparate ist nur mit einer jederzeit widerruflichen Genehmigung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik gestattet.

(3) Alle in der Deutschen Demokratischen Republik befindlichen radioaktiven Präparate unterliegen unabhängig von einer erteilten Genehmigung jederzeit der freien Verfügung durch das Amt für Kernforschung und Kerntechnik.

§ 3

(1) Die Genehmigung zur Verwendung radioaktiver Präparate wird nur für bestimmte Arten und Mengen von Isotopen, bestimmte höchste Gesamtaktivitäten, für bestimmte Arbeiten sowie zeitlich begrenzt erteilt.

(2) Die Genehmigung kann nur erteilt werden, wenn alle räumlichen, ausrüstungsmäßigen und personellen Voraussetzungen für einen ausreichenden Schutz gegen Schädigungen durch radioaktive Strahlen gegeben sind. Die Entscheidung, ob vorhandene Schutzmaßnahmen ausreichend sind, fällt nach Überprüfung der Sachlage das Amt für Kernforschung und Kerntechnik.

(3) Die Genehmigung kann widerrufen werden, wenn die Voraussetzungen, die zu ihrer Erteilung geführt haben, nicht mehr vorliegen. Diejenigen radioaktiven Präparate, für welche die Genehmigung widerrufen wurde, sind unverzüglich an das Amt für Kernforschung und Kerntechnik zurückzugeben.

§ 4

Nachweisführung

(1) In einer Institution, in der radioaktive Präparate verwendet werden, muß ein ständiger Nachweis über den Verbleib der gelieferten radioaktiven Präparate geführt werden, so daß jederzeit darüber Auskunft gegeben werden kann.

(2) Werden radioaktive Präparate nicht mehr benötigt, so sind sie unverzüglich dem Amt für Kernforschung und Kerntechnik zu melden.

(3) Für die Einhaltung der sich aus den Absätzen 1 und 2 ergebenden Pflichten ist der Leiter der Institution, in der radioaktive Präparate verwendet werden, oder ein von ihm ausdrücklich beauftragter Mitarbeiter verantwortlich. Die Beauftragung dieses Mitarbeiters bedarf der Zustimmung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik.

§ 5

Überwachung

(1) Das Amt für Kernforschung und Kerntechnik hat die Einhaltung der Bestimmungen dieser Verordnung und der dazu erlassenen Durchführungsbestimmungen zu überwachen.

(2) Das Amt für Kernforschung und Kerntechnik ist verpflichtet, alle erforderlichen Maßnahmen durchzuführen oder zu veranlassen, um Gefahren, die durch unsachgemäßen Verkehr mit radioaktiven Präparaten entstehen können, abzuwenden.

(3) Zur Erfüllung dieser Aufgaben kann das Amt für Kernforschung und Kerntechnik

- a) Auskünfte, Einsichtnahmen und Überlassung von Unterlagen fordern,
- b) Kontrollen durchführen, verbindliche Verfügungen erlassen und erforderliche Schutzmaßnahmen anordnen.

§ 6

Strafbestimmungen

(1) Wer ohne Genehmigung radioaktive Isotope anreichert oder radioaktive Präparate herstellt, sich verschafft, transportiert, verwendet, weitergibt, beiseite-schafft oder sie auf Anforderung oder nach Widerruf der Genehmigung nicht unverzüglich zurückgibt, wird mit Gefängnis bestraft, soweit nicht nach anderen Bestimmungen eine höhere Strafe verwirkt ist.

(2) Wer vorsätzlich oder fahrlässig

- a) den nach § 4 Abs. 1 geforderten Nachweis über den Verbleib von radioaktiven Präparaten nicht oder nicht vollständig führt,
- b) die nach dieser Verordnung geforderten Meldungen nicht erstattet oder nicht mehr benötigte radioaktive Präparate nicht unverzüglich meldet,
- c) die nach § 5 Abs. 3 angeordneten Maßnahmen verhindert oder erschwert, sie nicht oder nicht genügend durchführt oder geforderte Auskünfte unrichtig, unvollständig oder nicht erteilt,
- d) den zu dieser Verordnung erlassenen Durchführungsbestimmungen zuwiderhandelt,

wird mit Gefängnis bis zu zwei Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

§ 7

Ordnungsstrafbestimmung

(1) In leichten Fällen von Zuwiderhandlungen nach § 6 Abs. 2 kann eine Ordnungsstrafe bis zu 500 DM verhängt werden.

(2) Zuständig für die Durchführung des Ordnungsstrafverfahrens ist das Amt für Kernforschung und Kerntechnik.

(3) Für den Erlaß des Ordnungsstrafbescheides und die Durchführung des Verfahrens gelten die Bestimmungen der Verordnung vom 3. Februar 1955 über die Festsetzung von Ordnungsstrafen und die Durchführung des Ordnungsstrafverfahrens (GBl. I S. 128).

Übergangs- und Schlußbestimmungen

§ 8

(1) Innerhalb von acht Wochen nach Inkrafttreten dieser Verordnung sind alle Bestände an radioaktiven Präparaten beim Amt für Kernforschung und Kerntechnik anzumelden.

(2) Die Leiter von Instituten, in denen bereits mit radioaktiven Präparaten gearbeitet wird, haben die nach § 2 erforderliche Genehmigung innerhalb von zwei Monaten nach Inkrafttreten dieser Verordnung nachträglich zu beantragen.

§ 9

Durchführungsbestimmungen erläßt mit Zustimmung des zuständigen Stellvertreters des Vorsitzenden des Ministerrates der Leiter des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik im Einvernehmen mit den beteiligten Ministern.

§ 10

Diese Verordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 1. Juni 1956

Der Ministerrat
der Deutschen Demokratischen Republik
Grotewohl
Ministerpräsident

Preisverordnung Nr. 561/3.

— Anordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie —

Vom 14. Mai 1956

Zur Ergänzung und Abänderung des § 3 der Preisverordnung Nr. 561 vom 15. Dezember 1955 — Anordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie — (GBl. I S. 997) wird folgendes angeordnet:

§ 1

Die im Festpreiskatalog — Teil I — für Bauhauptleistungen angegebenen Industrieabgabepreise für Einbauholz sind mit den neu festgesetzten Preisen (Anlage) zu berichtigen.

§ 2

Die Preisberichtigungen gemäß § 1 treten mit Wirkung vom 1. Januar 1956 in Kraft.

§ 3

(1) Die Differenzen, die sich aus den bisherigen und den Preisen gemäß § 1 ergeben, sind bei der Abrechnung der Bauleistungen der Bauobjekte 1956 im Anhängerverfahren weiterzuberechnen.

(2) In der privaten Bauindustrie und dem Bauhandwerk gilt als Anhängebetrag für die Zeit bis zur Umrechnung der Preisangebote gemäß Preisverordnung Nr. 570 vom 26. Januar 1956 — Verordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der privaten Bauindustrie und des Bauhandwerks — (GBl. I S. 225) der Differenzbetrag, der sich aus den bis 31. Dezember 1955 gültigen Holzeinstandspreisen und den Holzpreisen gemäß § 1 ergibt.

§ 4

Für Vorhalteholz sind Preisberichtigungen bei Bauleistungen des Jahres 1956 nicht zulässig.

§ 5

Diese Preisverordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 14. Mai 1956

Ministerium für Aufbau
Winkler
Minister

Anlage

zu vorstehender Preisordnung Nr. 561/3

**1. Liste der Baustoffe frei Baustelle abgeladen
— Holz — (A 3)**

Waren-Nr. Bezeichnung	Mengen- einheit	Festpreis		Material und Sonstiges DM
		DDR DM	Berlin DM	
53 11 20 00 Kantholz	1 m ³	1,27	1,61	161,76
53 11 30 00 Kreuzholz und Rahmen	1 m ³	1,38	1,74	160,72
53 11 50 00 parallel besäumte Bretter bis 19 mm dick	1 m ³	1,88	2,38	121,20
20 bis 34 mm dick..	1 m ³	1,58	1,99	117,04
über 34 mm dick und Bohlen.....	1 m ³	1,58	1,99	114,96
53 11 70 00 Latten	1 m ³	2,32	2,94	117,04
53 11 80 00 Rohhobler	1 m ³	1,58	1,99	126,41
53 17 14 00 Hobeldielen aus 26 mm Brettern....	1 m ³	1,58	1,99	159,34
53 17 16 00 Rauhspund 26 mm dick	1 m ³	1,58	1,99	136,98
53 17 79 00 Fußleisten	1 m	0,005	0,006	0,22
53 19 00 00 Stakmaterial, Grubenschwarten ..	1 m ³	1,88	2,38	41,59
Stakschalen	1 m ³	2,32	2,94	35,35
Rundholz	1 m ³	1,38	1,74	66,60

2. Zimmererarbeiten

		DDR DM	Berlin DM
Pos. 51.001	Material und Sonstiges	161,76	161,76
	Festpreis	164,05	164,66
51.101	Material und Sonstiges	160,72	160,72
	Festpreis	163,20	163,85
06	Material und Sonstiges	0,36	0,36
	Festpreis	1,19	1,40
07	Material und Sonstiges	0,71	0,71
	Festpreis	1,86	2,15
09	Material und Sonstiges	0,90	0,90
	Festpreis	1,48	1,64
10	Material und Sonstiges	1,03	1,03
	Festpreis	1,68	1,86
12	Material und Sonstiges	6,03	6,03
	Festpreis	8,33	8,95
13	Material und Sonstiges	6,10	6,10
	Festpreis	10,02	11,05
15	Material und Sonstiges	2,81	2,81
	Festpreis	3,71	3,96
51.201	Material und Sonstiges	2,02	2,02
	Festpreis	2,79	2,99
02	Material und Sonstiges	2,02	2,02
	Festpreis	2,99	3,24
03	Material und Sonstiges	2,24	2,24
	Festpreis	3,01	3,21
04	Material und Sonstiges	2,24	2,24
	Festpreis	3,21	3,46

		DDR DM	Berlin DM
Pos. 51.205	Material und Sonstiges	2,61	2,61
	Festpreis	3,44	3,65
06	Material und Sonstiges	2,61	2,61
	Festpreis	3,65	3,92
07	Material und Sonstiges	2,47	2,47
	Festpreis	3,33	3,57
08	Material und Sonstiges	2,47	2,47
	Festpreis	3,57	3,86
09	Material und Sonstiges	2,74	2,74
	Festpreis	3,60	3,84
10	Material und Sonstiges	2,74	2,74
	Festpreis	3,84	4,13
11	Material und Sonstiges	3,18	3,18
	Festpreis	4,10	4,35
12	Material und Sonstiges	3,18	3,18
	Festpreis	4,33	4,62
13	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,30	0,30
14	Material und Sonstiges	3,41	3,41
	Festpreis	4,67	5,01
15	Material und Sonstiges	3,41	3,41
	Festpreis	4,89	5,26
16	Material und Sonstiges	3,68	3,68
	Festpreis	4,94	5,28
17	Material und Sonstiges	3,68	3,68
	Festpreis	5,16	5,53
18	Lohn	0,74	0,94
	Material und Sonstiges	4,12	4,12
	Zuschläge	0,59	0,75
	Festpreis	5,45	5,81
19	Lohn	0,86	1,09
	Material und Sonstiges	4,12	4,12
	Zuschläge	0,69	0,87
	Festpreis	5,67	6,08
20	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,31	0,33
21	Material und Sonstiges	2,94	2,94
	Festpreis	4,00	4,27
22	Material und Sonstiges	2,94	2,94
	Festpreis	4,20	4,54
23	Material und Sonstiges	3,27	3,27
	Festpreis	4,33	4,60
24	Material und Sonstiges	3,27	3,27
	Festpreis	4,53	4,87
25	Material und Sonstiges	3,78	3,78
	Festpreis	4,91	5,20
26	Material und Sonstiges	3,78	3,78
	Festpreis	5,13	5,49
27	Material und Sonstiges	0,31	0,31
	Festpreis	0,35	0,35
30	Material und Sonstiges	4,43	4,43
	Festpreis	5,80	6,16
31	Material und Sonstiges	4,43	4,43
	Festpreis	6,00	6,41
32	Material und Sonstiges	4,59	4,59
	Festpreis	5,96	6,32
33	Material und Sonstiges	4,59	4,59
	Festpreis	6,16	6,57
34	Material und Sonstiges	0,29	0,29
	Festpreis	0,34	0,36
35	Material und Sonstiges	4,39	4,39
	Festpreis	5,60	5,92
36	Material und Sonstiges	4,39	4,39
	Festpreis	5,83	6,21
37	Material und Sonstiges	4,58	4,58
	Festpreis	5,79	6,11
38	Material und Sonstiges	4,58	4,58
	Festpreis	6,02	6,40

		DDR DM	Berlin DM
Pos. 51.239	Material und Sonstiges	0,34	0,34
	Festpreis	0,39	0,41
47	Material und Sonstiges	1,38	1,38
	Festpreis	1,79	1,90
48	Material und Sonstiges	0,28	0,28
	Festpreis	-0,33	-0,35
49	Material und Sonstiges	1,46	1,46
	Festpreis	1,87	1,98
50	Material und Sonstiges	0,29	0,29
	Festpreis	-0,34	-0,36
51	Material und Sonstiges	1,60	1,60
	Festpreis	2,01	2,12
52	Material und Sonstiges	0,32	0,32
	Festpreis	-0,37	-0,39
51.401	Material und Sonstiges	3,68	3,68
	Festpreis	4,20	4,33
02	Material und Sonstiges	4,22	4,22
	Festpreis	4,83	4,99
03	Material und Sonstiges	0,60	0,60
	Festpreis	0,71	0,73
06	Material und Sonstiges	3,18	3,18
	Festpreis	3,85	4,03
07	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,28	0,28
52.001	Material und Sonstiges	160,72	160,72
	Festpreis	163,20	163,85
52.105	Material und Sonstiges	0,34	0,34
	Festpreis	1,02	1,20
06	Material und Sonstiges	0,10	0,10
	Festpreis	0,24	0,28
07	Material und Sonstiges	0,70	0,70
	Festpreis	1,62	1,87
08	Material und Sonstiges	1,23	1,23
	Festpreis	1,45	1,52
22	Material und Sonstiges	0,32	0,32
	Festpreis	1,36	1,63
24	Material und Sonstiges	1,32	1,32
	Festpreis	2,53	2,83
25	Material und Sonstiges	0,16	0,16
	Festpreis	0,18	0,18
27	Material und Sonstiges	1,30	1,30
	Festpreis	3,87	4,56
28	Material und Sonstiges	1,95	1,95
	Festpreis	5,89	6,94
29	Material und Sonstiges	2,57	2,57
	Festpreis	7,88	9,27
30	Material und Sonstiges	0,35	0,35
	Festpreis	1,03	1,21
52.212	Material und Sonstiges	0,99	0,99
	Festpreis	1,49	1,62
13	Material und Sonstiges	1,14	1,14
	Festpreis	1,66	1,79
15	Material und Sonstiges	1,10	1,10
	Festpreis	1,60	1,73
16	Material und Sonstiges	1,10	1,10
	Festpreis	1,64	1,78
18	Material und Sonstiges	1,38	1,38
	Festpreis	2,23	2,44
19	Material und Sonstiges	1,38	1,38
	Festpreis	3,29	3,79
20	Material und Sonstiges	1,73	1,73
	Festpreis	3,93	4,50
22	Material und Sonstiges	0,35	0,35
	Festpreis	0,53	0,57
23	Material und Sonstiges	2,72	2,72
	Festpreis	3,55	3,76

		DDR DM	Berlin DM
Pos. 52.224	Material und Sonstiges	3,15	3,15
	Festpreis	3,98	4,19
25	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,28	0,28
53.001	Material und Sonstiges	160,72	160,72
	Festpreis	163,20	163,85
02	Material und Sonstiges	195,72	195,72
	Festpreis	198,20	198,85
07	Material und Sonstiges	0,29	0,29
	Festpreis	0,45	0,49
53.101	Material und Sonstiges	2,31	2,31
	Festpreis	2,98	3,16
02	Material und Sonstiges	2,68	2,68
	Festpreis	3,35	3,53
03	Material und Sonstiges	0,22	0,22
	Festpreis	0,24	0,24
04	Material und Sonstiges	2,73	2,73
	Festpreis	3,52	3,72
05	Material und Sonstiges	3,18	3,18
	Festpreis	3,97	4,17
06	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,28	0,28
07	Material und Sonstiges	3,10	3,10
	Festpreis	4,09	4,36
08	Material und Sonstiges	3,60	3,60
	Festpreis	4,59	4,86
09	Material und Sonstiges	0,30	0,30
	Festpreis	0,32	0,32
10	Material und Sonstiges	3,73	3,73
	Festpreis	4,92	5,22
11	Material und Sonstiges	4,18	4,18
	Festpreis	5,37	5,67
12	Material und Sonstiges	0,26	0,26
	Festpreis	0,28	0,28
15	Material und Sonstiges	4,36	4,36
	Festpreis	5,71	6,07
16	Material und Sonstiges	0,32	0,32
	Festpreis	0,34	0,34
17	Material und Sonstiges	4,67	4,67
	Festpreis	5,93	6,27
18	Material und Sonstiges	0,29	0,29
	Festpreis	0,31	0,31
21	Material und Sonstiges	6,54	6,54
	Festpreis	8,09	8,48
22	Material und Sonstiges	0,30	0,30
	Festpreis	-0,32	0,32
32	Material und Sonstiges	1,38	1,38
	Festpreis	1,70	1,79
33	Material und Sonstiges	0,27	0,27
	Festpreis	-0,32	-0,34
34	Material und Sonstiges	1,46	1,46
	Festpreis	1,78	1,87
35	Material und Sonstiges	0,29	0,29
	Festpreis	-0,34	-0,36
36	Material und Sonstiges	1,60	1,60
	Festpreis	1,92	2,01
37	Material und Sonstiges	0,32	0,32
	Festpreis	-0,37	-0,39
53.301	Material und Sonstiges	14,38	14,38
	Festpreis	19,92	21,38
02	Material und Sonstiges	0,36	0,36
	Festpreis	0,38	0,38
03	Material und Sonstiges	13,84	13,84
	Festpreis	19,37	20,82
04	Material und Sonstiges	0,33	0,33
	Festpreis	0,35	0,35
05	Material und Sonstiges	17,14	17,14
	Festpreis	23,10	24,66

		DDR DM	Berlin DM			DDR DM	Berlin DM
Pos, 53.306	Material und Sonstiges	0,53	0,53	Pos, 53.340	Material und Sonstiges	0,68	0,68
	Festpreis	0,55	0,55		Festpreis	0,70	0,70
07	Material und Sonstiges	16,48	16,48	41	Material und Sonstiges	44,63	44,63
	Festpreis	22,42	23,97		Festpreis	58,08	61,60
08	Material und Sonstiges	0,49	0,49	42	Material und Sonstiges	0,73	0,73
	Festpreis	0,51	0,51		Festpreis	0,77	0,77
09	Material und Sonstiges	15,32	15,32	43	Material und Sonstiges	46,93	46,93
	Festpreis	21,13	22,66		Festpreis	60,63	64,23
10	Material und Sonstiges	0,40	0,40	44	Material und Sonstiges	0,79	0,79
	Festpreis	0,42	0,42		Festpreis	0,83	0,83
11	Material und Sonstiges	16,16	16,16	52.005	1 Stück Brett- oder		
	Festpreis	22,24	23,85		Bohlenbinder (Nagel-		
12	Material und Sonstiges	0,46	0,46		binder) aufstellen		
	Festpreis	0,48	0,48	a)	1 m Brett des Brett-		
13	Material und Sonstiges	18,19	18,19		binders, 20 mm dick,		
	Festpreis	24,56	26,25		über Erdgeschoß auf-		
14	Material und Sonstiges	0,55	0,55		stellen einschließlich		
	Festpreis	0,57	0,57		Auf- und Abbau der		
15	Material und Sonstiges	18,75	18,75		erforderlichen		
	Festpreis	25,41	27,16		Rüstung bis 2,50 m		
16	Material und Sonstiges	0,58	0,58		Gerüsthöhe		
	Festpreis	0,60	0,60		(Zweifache Ober-		
17	Material und Sonstiges	20,47	20,47		und Untergurte, Ver-		
	Festpreis	27,26	29,04		tikal- und Diagonal-		
18	Material und Sonstiges	0,68	0,68		stäbe sind doppelt		
	Festpreis	0,70	0,70		zu messen. Füllhöl-		
19	Material und Sonstiges	20,82	20,82		zer sowie Verla-		
	Festpreis	28,07	29,98		schungen an Kno-		
20	Material und Sonstiges	0,73	0,73		tenpunkten sind		
	Festpreis	0,77	0,77		nicht zu messen)		
21	Material und Sonstiges	21,96	21,96		Lohn	0,04	0,05
	Festpreis	29,34	31,28		Material und		
22	Material und Sonstiges	0,80	0,80		Sonstiges	—	—
	Festpreis	0,84	0,84		Zuschläge	0,03	0,04
23	Material und Sonstiges	32,53	32,53		Festpreis	0,07	0,09
	Festpreis	43,33	46,17	b)	1 m Brett des Brett-		
24	Material und Sonstiges	0,38	0,38		binders wie vor, je-		
	Festpreis	0,40	0,40		doch 24 mm dick		
25	Material und Sonstiges	30,69	30,69		Lohn	0,05	0,06
	Festpreis	41,47	44,30		Material und		
26	Material und Sonstiges	0,33	0,33		Sonstiges	—	—
	Festpreis	0,35	0,35		Zuschläge	0,04	0,05
27	Material und Sonstiges	27,30	27,30		Festpreis	0,09	0,11
	Festpreis	48,66	51,65	c)	für je 2 mm Mehr-		
28	Material und Sonstiges	0,53	0,53		dicke des Brettes		
	Festpreis	0,55	0,55		Lohn	0,01	0,01
29	Material und Sonstiges	35,96	35,96		Material und		
	Festpreis	47,28	50,25		Sonstiges	—	—
30	Material und Sonstiges	0,49	0,49		Zuschläge	0,01	0,01
	Festpreis	0,51	0,51		Festpreis	0,02	0,02
31	Material und Sonstiges	33,63	33,63	d)	1 m Bohle des Boh-		
	Festpreis	44,99	47,98		lenbinders, 35 mm		
32	Material und Sonstiges	0,40	0,40		dick, sonst wie vor		
	Festpreis	0,42	0,42		Lohn	0,08	0,10
33	Material und Sonstiges	35,32	35,32		Material und		
	Festpreis	46,97	50,03		Sonstiges	—	—
34	Material und Sonstiges	0,46	0,46		Zuschläge	0,06	0,08
	Festpreis	0,48	0,48		Festpreis	0,14	0,18
35	Material und Sonstiges	39,39	39,39	e)	für je 5 mm Mehr-		
	Festpreis	51,74	54,98		dicke der Bohle		
36	Material und Sonstiges	0,55	0,55		Lohn	0,02	0,02
	Festpreis	0,57	0,57		Material und		
37	Material und Sonstiges	40,51	40,51		Sonstiges	—	—
	Festpreis	53,11	56,42		Zuschläge	0,02	0,02
38	Material und Sonstiges	0,58	0,58		Festpreis	0,04	0,04
	Festpreis	0,60	0,60	f)	1 m Brett oder Bohle		
39	Material und Sonstiges	43,95	43,95		für jedes weitere		
	Festpreis	56,82	60,22		Geschoß als Zuschlag		
					Lohn	0,01	0,01
					Material und		
					Sonstiges	—	—
					Zuschläge	0,01	0,01
					Festpreis	0,02	0,02

**Erste Durchführungsbestimmung
zur Preisverordnung Nr. 570.**

— Verordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der privaten Bauindustrie und des Bauhandwerks —

Vom 14. Mai 1956

Auf Grund des § 2 in Verbindung mit § 1 der Preisverordnung Nr. 570 vom 26. Januar 1956 — Verordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der privaten Bauindustrie und des Bauhandwerks — (GBl. I S. 225) hat die Preisbildung für Bauhauptleistungen der privaten Bauindustrie und des Bauhandwerks nach den Bestimmungen der Preisverordnung Nr. 561 vom 15. Dezember 1955 — Anordnung über die Preisbildung für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie — (GBl. I S. 997) zu erfolgen. Deshalb wird folgendes bestimmt:

Zu § 5 der Preisverordnung Nr. 561:

§ 1

(1) Bauhauptleistungen geringeren Umfanges liegen bei Umbau- und Reparaturarbeiten vor, wenn

- a) die je Leistungsposition anfallenden Mengen in räumlicher und unmittelbar zusammenhängender Ausführung drei Mengeneinheiten (z. B. 3 m, 3 m², 3 m³, 3 Stück) nicht überschreiten. Diese Leistungen gelten nicht als Bauleistungen geringeren Umfanges, wenn sie innerhalb eines Leistungstitels eines Bauobjektes weniger als 20 % der Summe der Preise des Leistungstitels betragen,
- b) die Summe der bei einem Bauobjekt auszuführenden unmittelbaren Teilleistungen (L III) 1000 DM nicht überschreitet.

(2) Bei der Bildung von Kalkulationspreisen für Bauleistungen geringeren Umfanges bei Umbau- und Reparaturarbeiten können auf die Preise gemäß § 9 Abs. 2 der Preisverordnung Nr. 561 die Beträge hinzugerechnet werden, die sich aus der Höhe der Handelsspannen für Lagergeschäfte, bezogen auf die Industrie- bzw. Herstellerabgabepreise, ergeben.

(3) Die Handelsspannen für Lagergeschäfte sind der Preisliste zur Preisverordnung Nr. 444 vom 12. September 1955 — Anordnung über die Neuregelung der Preise und Handelsspannen für Baustoffe — (GBl. I S. 691) zu entnehmen, für die übrigen Materialien den hierfür geltenden Handelsspannenregelungen.

(4) Bei Sand und Kies finden die Bestimmungen gemäß Abs. 2 keine Anwendung.

Zu § 12 der Preisverordnung Nr. 561:

§ 2

Genossenschaften des Handwerks (Einkaufs- und Lieferungs-genossenschaften), die die Tätigkeit eines Hauptauftragnehmers durchführen, dürfen bei Ausführung von Bauleistungen durch die der Genossenschaft angeschlossenen Betriebe keinen Zuschlag für Nachauftragnehmerleistungen berechnen.

Zu § 14 der Preisverordnung Nr. 561:

§ 3

(1) Für Stundenlohnarbeiten bei Umbau- und Reparaturarbeiten entfällt die festgelegte Höchstgrenze von 2 %.

(2) Bei Stundenlohnarbeiten dürfen vom Handwerk folgende Zuschlagesätze berechnet werden:

auf Lohnkosten	46 %
auf die Preise der Liste der Baustoffe frei Baustelle abgeladen bzw. auf die zulässigen Einstandspreise unter Berücksichtigung des § 1 Abs. 2	8 %
auf die Vorhaltekosten für Baumaschinen und Baugeräte der Baumaschinenliste	5 %

Mit dem Zuschlagesatz von 46 % auf die Lohnkosten sind auch die Kosten für Kleingeräte, Werkzeuge, tarifliche Werkzeugentgelte und Bockgerüste bis zur Arbeitshöhe von 3 m abgegolten.

(3) Auf vom Auftraggeber gelieferte Materialien darf kein Zuschlag erhoben werden.

(4) Für die Berechnung der produktiven Lehrlingsarbeit dürfen bei Stundenlohnarbeiten für Bauhauptleistungen folgende Lohnsätze in Ansatz gebracht werden:

Lehrlinge im 1. Lehrjahr	50 %
Lehrlinge im 2. Lehrjahr	66 2/3 %
Lehrlinge im 3. Lehrjahr	75 %

des niedrigsten tariflichen Facharbeiter-Zeitlohnes des jeweiligen Gewerkes.

(5) Für die handwerkliche Mitarbeit des Handwerksmeisters kann der tariflich zulässige Facharbeiterlohn zuzüglich 15 % berechnet werden.

(6) Bei Stundenlohnarbeiten zur Beseitigung von Hausschwammschäden darf für Maurer-, Putz-, Beton- und Zimmererarbeiten ein Gesamtzuschlag auf die Lohnkosten in Höhe von 50 % (statt 46 %) in Ansatz gebracht werden.

Zu § 3 Abs. 1 der Preisverordnung Nr. 570:

§ 4

Bei vor dem 1. März 1956 vertraglich gebundenen und bereits mit der Baudurchführung begonnenen Arbeiten ist für die Abrechnung der Bauleistungen bis 31. Mai 1956 eine Umrechnung auf Preise der Preisverordnung Nr. 570 nicht erforderlich.

§ 5

Diese Durchführungsbestimmung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 14. Mai 1956

Ministerium für Aufbau

**Winkler
Minister**

Anordnung Nr. 2*
zur Verordnung über die Rückgabe und Berechnung
von Leihverpackung.

Vom 4. Juni 1956

Auf Grund des § 5 Abs. 6 und des § 23 der Verordnung vom 31. März 1955 über die Rückgabe und Berechnung von Leihverpackung (GBl. I S. 283) wird im Einvernehmen mit dem Vorsitzenden der Staatlichen Plankommission und dem Minister für Handel und Versorgung folgendes angeordnet:

§ 1

Die Nomenklatur für Leihverpackung (Anlage 1 zur Verordnung vom 31. März 1955) wird wie folgt geändert und ergänzt:

1. Zu Abschnitt XV Öl- und Margarineindustrie

a) Die Planposition 85 11 000, Papiersäcke, ist zu streichen.

b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planpositionen erweitert:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (ausgenommen für
den Versand von abgepackter Margarine),

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm
(ausgenommen für den Versand von ab-
gepackter Margarine),

26 79 220

Patentdeckelfässer aus Zink, verzinktem
Eisen oder Eisenblech für Lecithin.

2. Zu Abschnitt XVI Molkereindustrie

a) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen,
ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt
durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (ausgenommen für
Butter).

b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition
erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm
(ausgenommen für Butter).

3. Zu Abschnitt XVII Fleischindustrie

Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition-
nen erweitert:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm.

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm.

* 1. Anordnung (GBl. I 1955 S. 839)

4. Zu Abschnitt XVIII Zuckerindustrie

a) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition-
nen erweitert:

31 32 000

Kisten aus Holz,

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm
(Umkarton für Klempackungen).

b) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen,
ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt
durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (Umkarton für
Klempackungen).

5. Zu Abschnitt XIX Getreideverarbeitung

a) Die Planposition 85 11 000, Papiersäcke, wird ge-
strichen,

b) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen,
ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt
durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm.

c) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition
erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm.

6. Zu Abschnitt XX Stärkeindustrie

a) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen,
ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt
durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (Umkarton für Klein-
packungen).

b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition-
nen erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpapp-
faltkartonagen) ab 295×250×120 mm
(Umkarton für Klempackungen).

31 32 000

Kisten aus Holz.

7. Zu Abschnitt XXI Obst- und Gemüseindustrie

a) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen,
ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt
durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm.

- b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planpositionen erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpappfaltkartonagen) ab 295×250×120 mm.

31 32 000

Kisten aus Holz.

8. Zu Abschnitt XXII Fischwirtschaft

- a) Die Planposition 81 89 500, Räucherfischkisten (ab 12,5 kg Inhalt) wird gestrichen und ersetzt durch:

31 32 000

Räucherfischkisten (ab 6 kg Inhalt).

- b) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen, ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (Umkarton).

- c) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpappfaltkartonagen) ab 295×250×120 mm (Umkarton).

9. Zu Abschnitt XXIII Genußmittelindustrie

- a) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen, ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (ausgenommen für den Versand von abgepackter Backhefe).

- b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpappfaltkartonagen) ab 295×250×120 mm (ausgenommen für den Versand von abgepackter Backhefe).

10. Zu Abschnitt XXIV Süßwarenindustrie

- a) Die Planposition 85 89 400, Kartonagen, ab 295×295×295 mm, wird gestrichen und ersetzt durch:

35 39 400

Zusammenlegbare Kartonagen
ab 295×250×120 mm (Umkarton für Kleinpakungen).

- b) Die Nomenklatur wird durch folgende Planposition erweitert:

35 39 611

Erzeugnisse aus Wellpappe (Wellpappfaltkartonagen) ab 295×250×120 mm (Umkarton für Kleinpakungen).

- c) Die Planposition 76 30 900 (jetzt 15 83 900), Bonbongläser, wird gestrichen.

§ 2

(1) Soweit in einzelnen Industriezweigen ein hundertprozentiger Wiedereinsatz der gebrauchten Kartonagen und Wellpappfaltkartonagen nicht möglich ist, können die Lieferbetriebe einen von ihnen zu bestimmenden Schwundsatz mit den Vertragspartnern vereinbaren. In Zweifelsfällen entscheidet über die Höhe des Schwundsatzes die für den Industriezweig zuständige Produktionsabteilung der entsprechenden Hauptverwaltung in Vereinbarung mit der zuständigen Fachabteilung des Ministeriums für Handel und Versorgung.

(2) Unbrauchbar gewordene Kartonagen sind in der vollen Höhe des Schwundsatzes entsprechend den Bestimmungen des § 7 Abs. 2 der Verordnung vom 6. Februar 1953 über die Erfassung und Aufbereitung nichtmetallischer Altstoffe und Nebenprodukte (GBI, S. 267) dem Altstoffhandel zuzuführen.

§ 3

Die Rückgabefristen für Leihverpackung (Anlage 2 zur Verordnung vom 31. März 1955) werden wie folgt ergänzt:

Abschnitt XIV Lebensmittelindustrie

- | | |
|--|----------|
| 3. Für Bonbonharasse aus Holz (Stiegen) | 60 Tage |
| 4. Für Fässer, Korb- und Ballonflaschen für Aromen und Essenzen | 90 Tage |
| 5. Die Rückgabefrist für Schnitzelsäcke für Trocken- und Zuckerschnitzel bei Auslieferung durch die BHG beginnt mit dem Tage der Auslieferung vom Lager der BHG und beträgt | 30 Tage |
| 6. Holzfässer für Kondensmilch | 45 Tage |
| 7. Fässer, Kannen und Korbflaschen für Kulör | 60 Tage |
| 8. Für Verpackungsmittel aller Arten für Erzeugnisse der Lebensmittelindustrie — mit Ausnahme von Milchkannen und Milchflaschenkisten sowie der Leihverpackung von Erzeugnissen der fleischverarbeitenden Industrie — für den Bereich der Dienststellen und Einheiten des Ministeriums für Nationale Verteidigung | 120 Tage |

Für Erzeugnisse der fischverarbeitenden Industrie — außer Präserven — für den Bereich der Dienststellen und Einheiten des Ministeriums für Nationale Verteidigung

70 Tage

§ 4

Diese Anordnung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 4. Juni 1956

Ministerium für Lebensmittelindustrie

L. V.: Klevesath

Stellvertreter des Ministers

**Anordnung
über die Durchführung des „Tages der Bereitschaft“
der Sommerferiengestaltung.**

Vom 12. Juni 1956

Im Einvernehmen mit dem Minister des Innern und dem Bundesvorstand des Freien Deutschen Gewerkschaftsbundes wird folgendes angeordnet:

§ 1

Der „Tag der Bereitschaft“ der Sommerferiengestaltung wird am 30. Juni und 1. Juli 1956 durchgeführt.

§ 2

(1) Die örtlichen Arbeitsausschüsse für die Feriengestaltung und die Gewerkschaftskommissionen „Arbeit mit den Kindern“ überprüfen an diesen Tagen die Vorbereitungen zur Durchführung der Ferienspiele, Ferienlager, Schwimmlager und Ferienwanderungen.

(2) Diese Überprüfungen sind in Verbindung mit den Ausschüssen der Nationalen Front des demokratischen Deutschland, den Volksvertretungen und Räten der Städte, Stadtbezirke und Gemeinden, den Betriebsleitungen sowie Betriebsgewerkschaftsleitungen durchzuführen.

(3) Es ist zu überprüfen, ob

- a) in den Ferienplänen die Grundsätze der sozialistischen Erziehung der Kinder berücksichtigt sind, die Bildung von naturwissenschaftlichen und tech-

nischen Arbeitsgemeinschaften und eine umfassende sportliche und kulturelle Betätigung der Kinder sowie vielseitige Möglichkeiten des Spielens und der Erholung vorgesehen sind und genügend Helfer für die Erziehung und Betreuung der Kinder bereitstehen;

b) die Bevölkerung und die Jungen Pioniere und Schüler über Ziel und Inhalt der diesjährigen Feriengestaltung orientiert sind;

c) die vollständige Einrichtung der Ferienspielplätze, Ferienlager, Schwimmlager und Wanderstützpunkte abgeschlossen ist und die Verpflegung sowie die Transporte der Kinder gewährleistet sind,

§ 3

Am 30. Juni und 1. Juli sind von den Arbeitsausschüssen und Gewerkschaftskommissionen Kinderfeste, Sportfeste und andere Kulturveranstaltungen für die Kinder zu organisieren. Die vorgesehenen Helfer für die Feriengestaltung sind zur Durchführung dieser Veranstaltungen heranzuziehen und der Bevölkerung vorzustellen.

§ 4

Über das Ergebnis der Kontrolle am „Tag der Bereitschaft“ ist ein kurzes Protokoll anzufertigen.

Berlin, den 12. Juni 1956

Walter Ulbricht

Erster Stellvertreter des Vorsitzenden des Ministerrates

**Hinweis auf Verkündungen
im Gesetzblatt Teil II der Deutschen Demokratischen Republik**

Die Ausgabe Nr. 24 vom 8. Juni 1956 enthält:

	Seite
Beschluß des Plenums des Obersten Gerichts der Deutschen Demokratischen Republik vom 30. April 1956 über die Aufhebung der Richtlinie Nr. 1	189
Anordnung vom 2. Mai 1956 zur Änderung der Anordnung zur Vorbereitung und Durchführung des Investitionsplanes und des Generalreparaturplanes sowie der Lizenzen	189
Anordnung vom 14. Mai 1956 über das Statut der Zentralen Aufbauleitung für die Wohnstadt Hoyerswerda	189
Anordnung Nr. 2 vom 29. Mai 1956 über die Berufsausbildung im volkseigenen und konsumgenossenschaftlichen Einzel- und Großhandel	191
Anordnung Nr. 12 vom 22. Mai 1956 über die Berechtigung zur Verwendung des Gütezeichens der Deutschen Demokratischen Republik	192
Anordnung Nr. 40 vom 11. Mai 1956 über Standards der Deutschen Demokratischen Republik	196

Herausgeber: Büro des Präsidiums des Ministerrates der Deutschen Demokratischen Republik, Berlin C 2, Klosterstraße 47 — Verlag: (4) VEB Deutscher Zentralverlag, Berlin O 17, Michaelkirchstraße 17, Anruf 67 64 11 — Verkauf: Berlin C 2, Roßstraße 6 — Postscheckkonto: Berlin 1400 25 — Erscheinungsweise: Nach Bedarf — Fortlaufender Bezug: Nur durch die Post — Bezugspreis: Vierteljährlich Teil I 3.— DM, Teil II 2,10 DM — Einzelausgabe: Bis zum Umfang von 18 Seiten 0,25 DM, bis zum Umfang von 32 Seiten 0,40 DM, über 32 Seiten 0,50 DM je Exemplar (nur vom Verlag oder durch den Buchhandel zu beziehen) — Druck: (125) Greif Graphischer Großbetrieb, Berlin — Ag 134/56 DDR

GESETZBLATT

der Deutschen Demokratischen Republik

Teil I

1957	Berlin, den 14. Februar 1957	Nr. 12
Tag	Inhalt	Seite
30. 1. 57	Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten	109
30. 1. 57	Zweite Durchführungsbestimmung zur Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten. — Maßnahmen des Strahlenschutzes beim Verkehr mit radioaktiven Präparaten —	109
1. 2. 57	Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die Errichtung und den Betrieb von Abwasserreinigungsanlagen	114
	Hinweis auf Veröffentlichungen von Sonderdrucken des Gesetzblattes	116

Erste Durchführungsbestimmung zur Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten.

Vom 30. Januar 1957

Auf Grund des § 9 der Verordnung vom 1. Juni 1956 über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten (GBI. I S. 496) wird mit Zustimmung des zuständigen Stellvertreters des Vorsitzenden des Ministerrates und im Einvernehmen mit dem Minister für Gesundheitswesen folgendes bestimmt:

§ 1

Jede Anwendung künstlicher radioaktiver Präparate am Menschen bedarf auch dann einer Genehmigung, wenn die angewandten Mengen kleiner sind als die im § 1 Abs. 1 der Verordnung genannten Höchstmengen, die ohne eine Genehmigung verarbeitet werden dürfen.

§ 2

(1) Die Genehmigung zur Anwendung künstlicher radioaktiver Präparate am Menschen wird durch das Amt für Kernforschung und Kerntechnik im Einvernehmen mit dem Ministerium für Gesundheitswesen erteilt. Die notwendigen Vordrucke sind beim Ministerium für Gesundheitswesen anzufordern und in zweifacher Ausfertigung dort einzureichen.

(2) Die Genehmigung zur Anwendung künstlicher radioaktiver Präparate am Menschen kann erteilt werden an die medizinischen Einrichtungen der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, der Universitäten sowie an die Einrichtungen der medizinischen Akademien und des staatlichen Gesundheitswesens.

§ 3

(1) Für Untersuchungen und Behandlungen mit radioaktiven Präparaten gelten weiterhin die Bestimmungen der Anordnung vom 10. November 1954 über Maßnahmen bei der Krankenbehandlung mit Röntgenstrahlen und radioaktiver Strahlung (GBI. S. 912).

(2) Die Berechtigung zur Untersuchung und Behandlung im Sinne der Anordnung vom 10. November 1954 ist vom Rat des Bezirkes, Abteilung Gesundheitswesen, dem zugelassenen Arzt zu bestätigen.

§ 4

Diese Durchführungsbestimmung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 30. Januar 1957

Der Leiter
des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik
Rambusch

Zweite Durchführungsbestimmung* zur Verordnung über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten. — Maßnahmen des Strahlenschutzes beim Verkehr mit radioaktiven Präparaten —

Vom 30. Januar 1957

Auf Grund des § 9 der Verordnung vom 1. Juni 1956 über den Verkehr mit radioaktiven Präparaten (GBI. I S. 496) wird mit Zustimmung des zuständigen Stellvertreters des Vorsitzenden des Ministerrates und im Einvernehmen mit dem Minister für Arbeit und Berufsausbildung und dem Leiter des Amtes für Wasserwirtschaft folgendes bestimmt:

§ 1

Grundregel

Jeder Verkehr mit radioaktiven Präparaten muß so erfolgen, daß eine Gefährdung von Personen und Sachen vermieden wird.

§ 2

Zulässige Strahlenbelastung

(1) Jeder Verkehr mit radioaktiven Präparaten hat so zu erfolgen, daß die Belastung der mit radioaktiven Arbeiten beschäftigten Personen und der übrigen Bevölkerung durch radioaktive Strahlung so gering wie möglich ist.

* I. DB (GBI. I S. 109)

(2) Alle Schutzmaßnahmen sind so zu treffen, daß es fachlich unterrichteten Personen bei sachgemäßem Verhalten leicht möglich ist, die festgesetzte Höchstdosis einzuhalten. Bei allen neuen Einrichtungen soll der Strahlenschutz auf Grund der Empfehlungen der internationalen Kommission für Strahlenschutz auf ein Drittel der Höchstdosis ausgelegt werden.

(3) Als Höchstdosis gelten:

a) Für Personen, die regelmäßig mit radioaktiven Präparaten umgehen und einer laufenden Gesundheitsüberwachung gemäß § 3 unterliegen,

bei Einwirkung von β - und γ -Strahlung 0,3 rad je Woche, bei Bestrahlung von außen an der Körperoberfläche gemessen (Einheit der absorbierten Dosis 1 rad = 100 erg/g);

bei Einwirkung von α - und Neutronenstrahlung 0,03 rad je Woche, bei Bestrahlung von außen an der Körperoberfläche gemessen;

an den Händen und Füßen gilt das Fünffache der obengenannten Werte.

b) Für Personen, die nicht mit radioaktiven Präparaten umgehen, dürfen 10 % der unter Buchst. a genannten Werte nicht überschritten werden können.

(4) Zur Einhaltung dieser Höchstdosis bei Inkorporation radioaktiver Präparate werden verbindliche Richtwerte für die höchstzulässige Konzentration von radioaktiven Isotopen in der Luft und im Wasser festgelegt (Anlage 1). Diese Richtwerte werden dem Stand der Forschung angepaßt.

§ 3

Gesundheitsüberwachung

Die gesundheitliche Betreuung der Personen, die mit radioaktiven Präparaten umgehen, richtet sich nach der Siebenten Durchführungbestimmung vom 23. Juni 1955 zur Verordnung über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften — Ärztliche Reihenuntersuchungen der Arbeiter — (GBL I S. 502).

§ 4

Qualifikation der verantwortlichen Personen

(1) Die Genehmigung zum Arbeiten mit radioaktiven Präparaten nach §§ 2 und 3 der Verordnung vom 1. Juni 1956 wird einer Institution nur erteilt, wenn die genannten verantwortlichen Personen folgende Qualifikation nachweisen können:

- a) Arbeiten mit offenen radioaktiven Präparaten: abgeschlossenes Hochschulstudium einer einschlägigen Fachrichtung mit einer Zusatzausbildung für den Umgang mit offenen radioaktiven Präparaten in der jeweils vorgesehenen Aktivitätsstufe.
- b) Arbeiten mit geschlossenen radioaktiven Präparaten (gekapselte Strahlungsquellen): abgeschlossenes Hoch- oder Fachschulstudium oder staatliche Anerkennung einschlägiger Fachrichtungen, z. B. als Röntgentechniker, mit einer entsprechenden Zusatzausbildung.

(2) Bei Wechsel der verantwortlichen Personen ist die Zustimmung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik einzuholen.

§ 5

Betriebliche Strahlenschutzkontrolle

(1) In einer Institution, in der mit radioaktiven Präparaten gearbeitet wird, ist ein für den Strahlenschutz verantwortlicher Mitarbeiter (Strahlenschutzbeauftragter) vom Leiter der Institution einzusetzen. Diese Ein-

setzung bedarf der Zustimmung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik. Der betreffende Mitarbeiter muß

- a) eine entsprechende Ausbildung nachweisen,
- b) auf Aufforderung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik an Kursen über Strahlenschutz beim Verkehr mit radioaktiven Präparaten teilnehmen.

(2) Der Strahlenschutzbeauftragte hat durch in regelmäßigen Abständen durchgeführte Messungen die Wirksamkeit der getroffenen Strahlenschutzmaßnahmen zu kontrollieren. Beim Arbeiten mit offenen radioaktiven Präparaten muß mindestens einmal wöchentlich eine gründliche Kontrolle auf eingetretene Verseuchung durchgeführt werden. Die Meßergebnisse sind in einem Protokollbuch festzuhalten.

(3) Der Strahlenschutzbeauftragte ist bei der Planung aller Versuche beratend hinzuzuziehen. Er hat das Recht, vom Leiter der Institution zu fordern, daß

- a) notwendige Maßnahmen des Strahlenschutzes durchgeführt werden;
- b) geplante Arbeiten mit radioaktiven Präparaten abgesetzt oder laufende Arbeiten unterbrochen werden, wenn der notwendige Strahlenschutz nicht garantiert ist;
- c) Laboratorien oder andere Arbeitsräume vorübergehend gesperrt werden, wenn der notwendige Strahlenschutz nicht garantiert ist;
- d) bei außergewöhnlichen Anlässen alle notwendigen Maßnahmen zum Schutze der Mitarbeiter und der Umwelt getroffen oder veranlaßt werden, bis die Entscheidung des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik eingeholt worden ist.

§ 6

Arbeitsverhalten und Unterweisungen

(1) In jeder Institution, in der mit radioaktiven Präparaten gearbeitet wird, ist eine — oder bei stark unterschiedlichen Arbeitsmethoden in verschiedenen Abteilungen je eine — auf dem neuesten Stand der Technik zu haltende spezielle Arbeitsordnung auszuarbeiten. Soll mit offenen radioaktiven Präparaten gearbeitet werden, so sind die hygienischen Vorschriften gemäß DIN 6843, Ziffern 5 und 6, einzuhalten. Für nichtmedizinische Institutionen sind diese Vorschriften sinngemäß anzuwenden. Die Arbeitsordnung ist vom Leiter der Institution, vom verantwortlichen Mitarbeiter und vom Strahlenschutzbeauftragten zu unterschreiben. Sie ist vor Beginn der Arbeiten den ihr unterworfenen Mitarbeitern gegen Quittung auszuhandigen sowie im Arbeitsraum auszuhängen.

(2) Personen, die mit radioaktiven Arbeiten beschäftigt werden sollen, müssen vor Aufnahme der Arbeit in einer gründlichen Unterweisung über die Gefahren beim Umgang mit radioaktiven Präparaten sowie auf der Grundlage der Arbeitsordnung über Schutzmaßnahmen und sachgemäßes Verhalten unterrichtet werden. Eine schriftliche Bestätigung des Mitarbeiters über die erfolgte Unterweisung ist der Kaderakte beizufügen. In Abständen von drei Monaten sind für alle mit radioaktiven Arbeiten beschäftigten Personen Unterweisungen über Strahlenschutz durchzuführen und die bisher gemachten Erfahrungen auszuwerten. Derartige Unterweisungen sind ebenfalls durchzuführen, falls Arbeitsgebiet oder Methoden geändert oder neu eingeführt werden. Über die Teilnahme ist Protokoll zu führen.

§ 7

Überwachungsgeräte

Beim Arbeiten mit radioaktiven Präparaten müssen mindestens folgende Meßgeräte für Strahlenschutz-zwecke in betriebsfähigem Zustand vorhanden sein:

- a) Bei Verwendung von offenen β - oder γ -Strahlung emittierenden radioaktiven Präparaten, wenn die gleichzeitig verarbeitete Menge nicht größer als 1 mC ist (Indikatormethode),
ein Gerät, das einen quantitativen Nachweis der verwendeten Strahlenart gestattet. Das Gerät soll eine Empfindlichkeit besitzen, die den sicheren Nachweis einer Verseuchung bis herab zu 10^{-4} $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ermöglicht, und
Filmplaketten.
- b) Bei Verwendung von geschlossenen radioaktiven Präparaten mit mehr als 10 mC Stärke
Filmplaketten und
Kondensatorkammern und
Dosisleistungsmesser für die verwendeten Strahlenarten und -härten (bei Verwendung von ausschließlich β -Strahlung emittierenden Präparaten sind diese nur erforderlich, wenn die Maximalenergie der Strahlung größer als 0,5 MeV ist).
- c) Bei Verwendung von offenen β - oder γ -Strahlung emittierenden Präparaten, wenn die verwendete Menge größer als 1 mC ist,
ein Gerät, das einen quantitativen Nachweis der verwendeten Strahlenart gestattet. Das Gerät soll eine Empfindlichkeit besitzen, die den sicheren Nachweis einer Verseuchung bis herab zu 10^{-4} $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ermöglicht, und
ein Gerät zur Kontrolle der Hände, Füße und Bekleidung und
Dosisleistungsmesser für die verwendeten Strahlenarten und -härten (bei β -Strahlung, wenn die maximale Energie größer als 0,5 MeV ist) und
Kondensatorkammern (individuelle Dosimeter mit Eigen- oder Fremablesung) und
Filmplaketten.
- d) Bei der zusätzlichen Verwendung von α -Strahlung emittierenden offenen radioaktiven Präparaten
die in der jeweiligen Aktivitätsstufe für β - und γ -Strahler vorgeschriebenen Geräte und
ein spezielles Verseuchungssuchgerät, das den sicheren Nachweis einer Verseuchung mit α -Strahlern bis herab zu 10^{-5} $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ gestattet.

§ 8

Bauliche Maßnahmen

- (1) Das Arbeiten mit radioaktiven Präparaten ist nur in solchen Räumen gestattet, die vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik für diesen Zweck zugelassen sind.
- (2) Für die Errichtung und Ausrüstung dieser Räume gelten die Vorschriften Staatlicher Standards einschließlich der verbindlich erklärten DIN-Normen und die Bestimmungen des Vorschriftenwerkes Deutscher Elektrotechniker (VDE), soweit nicht vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik weitergehende Auflagen erteilt werden.

Behandlung radioaktiver Abfälle

§ 9

Bei der Behandlung radioaktiver Stoffe, die in der betreffenden Institution nicht mehr verwendet werden, ist zu unterscheiden zwischen

- a) radioaktiven Rückständen, das sind Stoffe, deren spezifische Aktivität größer als 1 mC/kg ist, und
- b) radioaktiven Abfällen, das sind alle Gegenstände und Materialien, die aus einem Arbeitsraum, in dem mit offenen radioaktiven Präparaten gearbeitet wird oder wurde, entfernt werden und nicht den Charakter von Rückständen tragen, soweit sie nicht zuverlässig als unverseucht bekannt sind.

§ 10

Die Verwendung radioaktiver Präparate hat so zu erfolgen, daß ein möglichst großer Anteil der Aktivität in Form von Rückständen gewonnen wird. Auflagen für die Behandlung der Rückstände werden den Institutionen, die eine Genehmigung zur Verwendung offener radioaktiver Präparate erhalten, vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik erteilt. Die Belieferung mit radioaktiven Präparaten richtet sich weitgehend nach der Menge der gewonnenen Rückstände.

§ 11

(1) Auflagen für die Behandlung der festen Abfälle werden den Institutionen, die eine Genehmigung zur Verwendung offener radioaktiver Präparate erhalten, vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik erteilt.

(2) Mit den flüssigen Abfällen ist so zu verfahren, daß die Belastung des Abwassers mit radioaktivem Material so gering wie möglich ist. Über die maximal zulässigen Konzentrationen von radioaktiven Isotopen im Abwasser beim Verlassen der Institution werden den Institutionen, die eine Genehmigung zur Verwendung offener radioaktiver Präparate erhalten, vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik im Einvernehmen mit dem Amt für Wasserwirtschaft Auflagen erteilt.

(3) Die Entstehung radioaktiver gasförmiger Abfälle soll nach Möglichkeit vermieden werden. Die Belastung der Atmosphäre mit radioaktiven Gasen und Schwebstoffen ist unter Ausnutzung aller technischen Möglichkeiten so gering wie möglich zu halten. Auflagen über die Behandlung radioaktiver Abluft werden den Institutionen, die eine Genehmigung zur Verwendung offener radioaktiver Präparate erhalten, vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik erteilt.

(4) Institutionen, die der Gruppe I der in der Anlage 2 enthaltenen Gruppeneinteilung angehören, benötigen keine besonderen Vorkehrungen zur Reinigung von Abwasser und Abluft, falls nicht vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik im Einvernehmen mit dem Amt für Wasserwirtschaft besondere Auflagen erteilt werden.

§ 12

Aufbewahrung

- (1) Radioaktives Material ist strahlensicher und so unter Verschuß aufzubewahren, daß ein Zugriff Unbefugter nicht möglich ist. Die Abschirmung muß so erfolgen, daß in Arbeits- und Aufenthaltsräumen die zulässigen Strahlendosisleistungen nicht überschritten werden. Größere Mengen radioaktiven Materials sind in gesonderten Räumen aufzubewahren, die mit einer Lüftung versehen sein müssen, um die Ansammlung radioaktiver Gase zu verhindern. Ebenso ist bei der

Einlagerung größerer Mengen dafür zu sorgen, daß auch bei Feuer, Hochwasser usw. radioaktives Material nicht in die Umwelt gelangen kann.

(2) Das Aufbewahrungsbehältnis für radioaktives Material darf nur dem für die Ausgabe und Nachweisführung verantwortlichen Mitarbeiter zugänglich sein.

(3) Über die Art der Nachweisführung werden den Inhabern einer Genehmigung zur Verwendung radioaktiver Präparate besondere Richtlinien übergeben.

§ 13

Transport und Belieferung

(1) Radioaktive Präparate werden den Beziehern in der Regel direkt angeliefert. Die Übergabe darf nur an den für die Durchführung der Arbeiten oder die Aufbewahrung und Ausgabe verantwortlichen Mitarbeiter, in Ausnahmefällen an eine vom Leiter der Institution schriftlich bevollmächtigte Person, erfolgen. In besonderen Fällen können radioaktive Präparate durch einen Mitarbeiter, der mit den physikalischen und chemischen Eigenschaften der betreffenden Substanz hinreichend vertraut ist, gegen Vorlage einer Vollmacht abgeholt werden.

(2) Radioaktive Präparate kommen in plombierten, nach dem Muster der Anlage 3 gekennzeichneten Schutzbehältern zum Versand. Ist die Plombe eines Behälters beschädigt oder entfernt, so ist seine Annahme zu verweigern. Über den Vorgang ist ein Protokoll anzufertigen und vom Lieferanten sowie vom Bevollmächtigten des Empfängers zu unterzeichnen. Eine Ausfertigung ist dem Amt für Kernforschung und Kerntechnik umgehend zuzustellen.

(3) Werden Irrtümer in der Zusammenstellung der Sendung festgestellt, so sind die Behälter in ungeöffnetem plombiertem Zustand zurückgegeben. Stellen sich Abweichungen des Inhalts einer Sendung oder eines Behälters von den Lieferpapieren erst nach deren Öffnung heraus, so ist das Amt für Kernforschung und Kerntechnik sofort zu informieren und über den Vorgang ein Protokoll mit genauen Angaben anzufertigen. Das Protokoll ist vom Beauftragten für die Verwendung von radioaktiven Präparaten sowie vom Leiter der Institution zu unterzeichnen.

§ 14

Diese Durchführungsbestimmung tritt am 1. April 1957 in Kraft.

Berlin, den 30. Januar 1957

Der Leiter
des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik
Rambusch

Anlage 1

zu vorstehender Zweiter Durchführungsbestimmung

Höchstkonzentrationen
an radioaktiven Isotopen, die im Wasser in den Vor-
flutern und in der Luft zulässig sind

a) In allen Fällen, wo Mischungen von verschiedenen Isotopen vorliegen oder die vorliegenden Isotope nicht identifiziert werden

	Wasser $\mu\text{C/cm}^3$	Luft $\mu\text{C/cm}^3$
Für β - und γ -Strahler	10 ⁻⁷	10 ⁻⁹
Für α -Strahler	4·10 ⁻⁸	10 ⁻¹²

b) In allen Fällen, in denen einzelne Isotope vorliegen

Isotop	Maximal zulässige Konzentration ($\mu\text{C/cm}^3$)	
	in Wasser	in Luft
H 3	0,2	10 ⁻⁵
Be 7	1	5·10 ⁻⁶
C 14 (CO ₂)	3·10 ⁻³	10 ⁻⁵
Na 24	8·10 ⁻³	2·10 ⁻⁶
P 32	2·10 ⁻⁴	10 ⁻⁷
S 35	5·10 ⁻³	10 ⁻⁶
Cl 38	4·10 ⁻³	6·10 ⁻⁷
A 41	5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁷
K 42	10 ⁻²	2·10 ⁻⁶
Ca 45	10 ⁻⁴	8·10 ⁻⁹
Cr- 51	0,7	10 ⁻⁵
Mn 56	0,15	4·10 ⁻⁶
Fe 55	5·10 ⁻³	7·10 ⁻⁷
Fe 59	10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁸
Co 60	2·10 ⁻²	10 ⁻⁶
Ni 59	0,3	2·10 ⁻⁵
Cu 64	6·10 ⁻²	5·10 ⁻⁶
Zn 65	6·10 ⁻²	2·10 ⁻⁶
Ga 72	3	10 ⁻⁶
Ge 71	10	4·10 ⁻⁵
As 76	0,2	2·10 ⁻⁶
Rb 86	3·10 ⁻³	4·10 ⁻⁷
Sr 89	7·10 ⁻³	2·10 ⁻⁸
Sr 90 + Y 90	8·10 ⁻⁷	2·10 ⁻¹⁰
Y 91	4·10 ⁻²	9·10 ⁻⁹
Zr 95 + Nb 95	0,4	8·10 ⁻⁸
Nb 95	2·10 ⁻³	2·10 ⁻⁷
Mo 99	5	6·10 ⁻⁴
Ru 106 + Rh 106	0,1	3·10 ⁻⁸
Pd 103 + Rh 103	10 ⁻²	8·10 ⁻⁷
Ag 105	2	10 ⁻⁵
Cd 109 + Ag 109	7·10 ⁻²	7·10 ⁻⁸
Sn 113	0,2	6·10 ⁻⁷
Te 127	3·10 ⁻²	10 ⁻⁷
Te 129	10 ⁻²	4·10 ⁻⁸
J 131	6·10 ⁻⁵	6·10 ⁻⁹
Xe 133	4·10 ⁻³	4·10 ⁻⁶
Cs 137 + Ba 137	2·10 ⁻³	2·10 ⁻⁷
Ba 140 + La 140	5·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁸
La 140	0,3	4·10 ⁻⁷
Ce 144 + Pr 144	8·10 ⁻³	2·10 ⁻⁹
Pr 143	8·10 ⁻²	2·10 ⁻⁷
Pm 147	0,2	4·10 ⁻⁸
Eu 154	10 ⁻²	2·10 ⁻⁹
Ta 182	10 ⁻¹	2·10 ⁻⁸
W 181	0,1	5·10 ⁻⁶
Ir 190	10 ⁻²	8·10 ⁻⁷
Ir 192	9·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁸
Au 198	4·10 ⁻²	2·10 ⁻⁷
Tl 204	8·10 ⁻³	8·10 ⁻⁷
Po 210 + Folgeprodukte	2·10 ⁻⁶	8·10 ⁻¹¹
Po 210 (löslich)	3·10 ⁻³	5·10 ⁻¹⁰
Rn 220 + Folgeprodukte		10 ⁻⁷
Rn 222 + Folgeprodukte		10 ⁻⁷
Ra 226 + 55% Folgeprodukte	4·10 ⁻⁸	8·10 ⁻¹²
Th (natürlich)	5·10 ⁻⁷	3·10 ⁻¹¹
Th (natürlich) \		
(unlöslich) /		3·10 ⁻¹¹
Th 234 + Pa 234	5·10 ⁻²	10 ⁻⁸
U (natürlich) \		
(löslich) /	10 ⁻⁴	3·10 ⁻¹¹
U (natürlich) \		
(unlöslich) /		3·10 ⁻¹¹
Pu 239 (löslich)	6·10 ⁻⁶	2·10 ⁻¹²

Anlage 2

zu vorstehender Zweiter Durchführungsbestimmung

Gruppeneinteilung**der Verbraucher von offenen radioaktiven Präparaten**

Die radioaktiven Isotope können nach dem Grad ihrer Gefährlichkeit für den menschlichen Organismus bei einer Inkorporation in drei Gruppen eingeteilt werden.

A. Isotope, die sehr gefährlich sind, wie

Ca 45, Fe 55, Sr 90, Y 91, Zr 95, Ce 144, Pm 147, Bi 210, Ra, Po;

B. Isotope mit mittlerer Gefährlichkeit, wie

H 3, C 14, Na 22, P 32, S 35, Cl 36, Mn 54, Fe 59, Co 60, Sr 89, Cb 95, Ru 103, Ru 106, Te 127, Te 129, J 131, Cs 137, Ba 140, La 140, Ce 141, Pr 142, Nd 147, Au 198, Au 199, Hg 203, Tl 204, Hg 205;

C. Isotope, die wenig gefährlich sind, wie

Na 24, K 42, Cu 64, Mn 52, As 76, As 77, Kr 85, Hg 197.

Die Einordnung von nicht aufgeführten Isotopen wird den Antragstellern vom Amt für Kernforschung und Kerntechnik mitgeteilt.

Die Verbraucher von offenen radioaktiven Präparaten werden je nach den höchstens gleichzeitig vorhandenen Mengen an Isotopen der Gruppen A bis C in die nachfolgend aufgeführten Gruppen I bis III aufgeteilt, sofern nicht besondere Bedingungen vorliegen.

	Gruppe A	Gruppe B	Gruppe C
Verbrauchergruppe I	0,1 mC	3 mC	10 mC
" II	1 mC	30 mC	100 mC
" III	üb. 1 mC	üb. 30 mC	üb. 100 mC

Anlage 3

zu vorstehender Zweiter Durchführungsbestimmung



Kennzeichen für Transportbehälter mit radioaktiven Präparaten (das Original ist in rotem Druck ausgeführt).

**Erste Durchführungsbestimmung
zur Verordnung über die Errichtung und den Betrieb
von Abwasserreinigungsanlagen.**

Vom 1. Februar 1957

Auf Grund des § 7 der Verordnung vom 15. März 1956 über die Errichtung und den Betrieb von Abwasserreinigungsanlagen (GBl. I S. 285) — im folgenden Verordnung genannt — und der §§ 12 und 13 der Verordnung vom 28. August 1952 über die Organisation der Wasserwirtschaft (GBl. S. 792) wird im Einvernehmen mit den zuständigen Ministern folgendes bestimmt:

Zu § 1 Abs. 1 der Verordnung:

§ 1

Abwasserlast

(1) Das Amt für Wasserwirtschaft beauftragt den zuständigen VEB (Z) Wasserwirtschaft, die zulässige Abwasserlast unter Berücksichtigung der Gesamtentwicklung des betreffenden Einzugsgebietes nach Abstimmung mit dem Institut für Wasserwirtschaft festzusetzen. Die zulässige Abwasserlast kann entsprechend den neuesten Erkenntnissen der Wissenschaft auf Anweisung des Amtes für Wasserwirtschaft abgeändert und neu festgesetzt werden.

(2) Der Bau von Abwasserreinigungsanlagen muß in Übereinstimmung mit der festgesetzten Abwasserlast erfolgen. Die Räte der Kreise, Referat Wasserwirtschaft, haben danach die Ausarbeitung der Perspektivpläne über die Errichtung von Abwasserreinigungsanlagen für die Städte und Gemeinden zu veranlassen. Die Perspektivpläne sind bei den Räten der Bezirke, Referat Wasserwirtschaft, unter Hinzuziehung des VEB (Z) Wasserwirtschaft abzustimmen.

Zu § 2 Abs. 1 der Verordnung:

§ 2

Wasserwirtschaftliches Gutachten

(1) Das wasserwirtschaftliche Gutachten ist durch den Wassernutzer im Stadium der Vorplanung bei dem für die Vorflutunterhaltung zuständigen VEB Wasserwirtschaft zu beantragen. Dem Antrag sind folgende Angaben beizufügen:

- a) vorgesehener Standort,
- b) Art der Wassernutzung im Betrieb,
- c) voraussichtlicher Wasserbedarf (Menge und Güte),
- d) voraussichtliche Menge und Beschaffenheit des ungeklärten Abwassers,
- e) vorgesehene Wertstoffgewinnung,
- f) vorhandene und vorgesehene Aufbereitungs- oder Kläranlagen.

(2) Für die Aufstellung des wasserwirtschaftlichen Gutachtens hat der zuständige VEB Wasserwirtschaft mit den örtlichen Organen der Planung, der Wasserwirtschaft, der Hygiene, der Fischerei, der Landwirtschaft, der Staatlichen Bauaufsicht und der Wasserstraßenverwaltung eine Abstimmung vorzunehmen. Der Antragsteller ist zu den Abstimmungsverhandlungen erforderlichenfalls hinzuzuziehen. Ist zu erwarten, daß durch die beabsichtigte Wassernutzung und Abwasser-einleitung andere wesentlich beeinträchtigt werden, so ist ihnen durch die Staatliche Bauaufsicht der Wasserwirtschaft (Sitz beim zuständigen VEB (Z) Wasserwirtschaft) — soweit erforderlich, durch Veröffentlichung in der örtlichen Tagespresse — Gelegenheit zu geben, in

angemessener Frist ihre Einwände geltend zu machen. In der Bekanntmachung kann die Berücksichtigung verspätet eingehender Einwände ausgeschlossen werden.

Zu § 1 Abs. 3 und § 2 Abs. 3 der Verordnung:

§ 3

Prüfbescheide für Projekte (Grundprojekte und Ausführungsprojekte)

(1) Die wasserwirtschaftlich-technologische Prüfung von Grundprojekten der in den §§ 1 und 2 der Verordnung genannten Anlagen zur Wassernutzung und Abwassereinleitung erfolgt durch die Staatliche Bauaufsicht der Wasserwirtschaft (Sitz beim zuständigen VEB (Z) Wasserwirtschaft) vor der Erteilung der Baugenehmigung durch die dafür zuständige Dienststelle. Bei wasserwirtschaftlichen Anlagen von ausschließlich örtlicher Auswirkung ist die Prüfung von Grundprojekten im Einvernehmen mit der Staatlichen Bauaufsicht der Wasserwirtschaft vom Rat des Kreises, Referat Wasserwirtschaft, unter Mitwirkung des kommunalen Wasserwirtschaftsbetriebes durchzuführen.

(2) Ausführungsprojekte sind zu prüfen, wenn nach den geltenden Bestimmungen die Ausarbeitung von Grundprojekten entfällt oder das Ausführungsprojekt in seinem wasserwirtschaftlich-technologischen Teil vom Grundprojekt wesentlich abweicht.

(3) Antragspflichtig für die Prüfung der Projekte ist der Bauauftraggeber (Investitionsträger). Er kann das Entwurfsbüro mit der Antragstellung beauftragen.

(4) Der Prüfbescheid enthält die dem Wassernutzer erteilten Auflagen, insbesondere über Ort, Zeit und Menge der Wassernutzung, über die Nutzung des Wassers, die Abwassereinleitung und den Betrieb der Abwasserreinigungsanlagen.

(5) Nach der Prüfung erhält der Wassernutzer eine Ausfertigung des Prüfbescheides.

(6) Der zuständige Rat des Kreises, Referat Wasserwirtschaft, bzw. die Staatliche Bauaufsicht der Wasserwirtschaft erhalten eine Ausfertigung des Prüfbescheides nach erfolgter Abnahme der Anlagen (§ 4). Die Prüfbescheide sind nach den Einzugsgebieten der Wasserläufe zu ordnen.

Zu §§ 1 und 2 der Verordnung:

§ 4

Abnahme und Inbetriebnahme

(1) Anlagen zur Wassernutzung und Abwassereinleitung nach den §§ 1 und 2 der Verordnung unterliegen vor der Inbetriebnahme der Abnahme durch die zuständige Staatliche Bauaufsicht der Wasserwirtschaft. Bei wasserwirtschaftlichen Anlagen von ausschließlich örtlicher Auswirkung ist die Abnahme im Einvernehmen mit der Staatlichen Bauaufsicht der Wasserwirtschaft vom Rat des Kreises, Referat Wasserwirtschaft, unter Mitwirkung des kommunalen Wasserwirtschaftsbetriebes durchzuführen.

(2) Nach der Abnahme erteilt die Staatliche Bauaufsicht der Wasserwirtschaft bzw. der Rat des Kreises, Referat Wasserwirtschaft, den Abnahmevermerk im Prüfbescheid, der zum Betrieb der Anlage berechtigt. Der Abnahmevermerk wird nur erteilt, wenn die im wasserwirtschaftlichen Gutachten und im Prüfbescheid erteilten Auflagen eingehalten sind.

Zu § 3 der Verordnung:**§ 5****Instandsetzung bestehender Abwasserreinigungsanlagen**

(1) Betriebe, deren vorhandene Abwasserreinigungsanlagen infolge unzureichender Unterhaltung oder aus sonstigen Gründen nicht oder nur teilweise betrieben werden, haben der zuständigen Staatlichen Bauaufsicht der Wasserwirtschaft bis zum 31. Mai 1957 den Instandsetzungstermin für die Reinigungsanlagen zu melden.

(2) Die §§ 3 und 4 sind für Instandsetzungen entsprechend anzuwenden.

(3) Die Instandsetzung von Abwasserreinigungsanlagen hat nach dem neuesten Stand der bei den Anlagen angewandten Technologie zu erfolgen.

Zu § 4 Abs. 1 der Verordnung:**§ 6****Aufgaben des Wasserbeauftragten**

(1) Der Wasserbeauftragte hat insbesondere:

- a) den zuständigen VEB Wasserwirtschaft zu unterrichten, wenn dem Betrieb bisher keine Erlaubnis bzw. Genehmigung zur Wasserentnahme oder Abwassereinleitung erteilt wurde;
- b) auf Grund der erteilten Auflagen Bedienungsvorschriften für die vorhandenen wasserwirtschaftlichen Anlagen im Betrieb auszuarbeiten und die ordnungsgemäße Instandhaltung und Bedienung der Anlagen auch auf sparsame Wasserverwendung hin zu kontrollieren;
- c) im Bereich der Entnahme- und Einleitungsstellen die Durchführung der nach den Auflagen der Wasserwirtschaft erforderlichen Wassermengenummessungen und Wassergütekontrollen zu überwachen;
- d) bei Bau und Instandsetzung von Abwasserreinigungsanlagen die Verwendung der Mittel und Einhaltung der Termine zu überwachen;
- e) gegen Unregelmäßigkeiten bei der Wassernutzung, durch die andere Wassernutzer geschädigt werden können, einzuschreiten und den zuständigen VEB Wasserwirtschaft und den gefährdeten Wassernutzer unverzüglich von den Unregelmäßigkeiten und den eingeleiteten Maßnahmen zu unterrichten.

(2) Durch die Benennung eines Wasserbeauftragten wird die Verantwortung des Betriebsleiters nicht berührt.

Zu § 4 Abs. 2 der Verordnung:**§ 7****Bbeauftragter des Amtes für Wasserwirtschaft**

Die Beauftragten weisen sich durch einen vom Amt für Wasserwirtschaft ausgestellten Ausweis aus. Sie sind berechtigt, die betrieblichen Anlagen für die Wasserentnahme, Abwasserreinigung und Abwassereinleitung zu überprüfen, die zu diesen Anlagen vorhandenen Unterlagen und Zeichnungen einzusehen und nach Abstimmung mit dem zuständigen Planträger die Anlagen für die Wassernutzung und die Abwasserabfallstelle zu kontrollieren. Die Kontrollen auf dem Betriebsgelände sind in Begleitung des Wasserbeauftragten oder eines anderen Betriebsangehörigen vorzunehmen.

Zu § 4 Abs. 3 der Verordnung:**§ 8****Vereinbarungen über Entnahme, Nutzung und Reinigung des Wassers**

(1) In den Vereinbarungen sind festzulegen:

- a) die höchstzulässige Wasserentnahme in einem bestimmten Zeitabschnitt unter Berücksichtigung der Wasserführung,
- b) Auflagen für die innerbetriebliche Wassernutzung und deren Kontrolle durch den Wassernutzer,
- c) die höchstzulässige Abwassereinleitung in einem bestimmten Zeitabschnitt unter Berücksichtigung der Wasserführung, Abwasserinhaltsstoffe und -temperatur.

(2) Auf Grund der Vereinbarung stellt der VEB Wasserwirtschaft einen Prüfbescheid entsprechend § 3 Absätze 4 bis 6 aus, der befristet zur Wassernutzung und Abwassereinleitung berechtigt.

(3) Kommt eine Vereinbarung nach § 4 Abs. 3 der Verordnung nicht zustande, so sind für das einzuleitende Verfahren die §§ 2 bis 4 dieser Durchführungsbestimmung anzuwenden.

§ 9**Verhältnis zu den Wassergesetzen**

(1) Die nach der Verordnung und dieser Durchführungsbestimmung zugelassenen Wassernutzungen werden nicht in das Wasserbuch eingetragen.

(2) Die Verfahrensbestimmungen (Verleihung, Genehmigung, Erlaubnis) der Wassergesetze finden keine Anwendung.

§ 10**Gebührenpflicht**

(1) Die Bestimmungen des Tarifs vom 9. Dezember 1948 über die Erhebung von Wassernutzungsentgelten (ZVOBl. S. 585) bleiben unberührt.

(2) Für die Prüfung der Projekte nach § 3 werden Verwaltungsgebühren nach der Verordnung vom 28. Oktober 1955 über die staatlichen Verwaltungsgebühren (GBI. I S. 787) und der Anordnung Nr. 1 vom 9. Dezember 1955 über die Verwaltungsgebührentarife Q. I. 1 (Sonderdruck Nr. 144 des Gesetzblattes) erhoben.

(3) Wasserwirtschaftliche Gutachten werden nach den vom Amt für Wasserwirtschaft erteilten Preisbewilligungen in Rechnung gestellt.

§ 11**Zuständigkeitsabgrenzung**

Die Verordnung und die zu ihrer Durchführung erlassenen Bestimmungen gelten nicht im Zuständigkeitsbereich des Wasserstraßenhauptamtes Berlin einschließlich der außerhalb von Berlin gelegenen Abschnitte der Dahme-Wasserstraße und der Rüdersdorfer Gewässer.

§ 12**Inkrafttreten**

Diese Durchführungsbestimmung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 1. Februar 1957

Der Leiter
des Amtes für Wasserwirtschaft
Prof. Dr. Musterle

Hinweis auf Veröffentlichungen von Sonderdrucken des Gesetzblattes

- Sonderdruck Nr. 224 a**
Materialeinsatzliste Nr. 151 — Brennstoffeinspritzpumpen —
- Sonderdruck Nr. 224 b**
Materialeinsatzliste Nr. 152 — Metallurgieausrüstungen, Sinterausrüstungen —
- Sonderdruck Nr. 224 c**
Materialeinsatzliste Nr. 153 — Anreicherungs-ausrüstungen, sonstige Ausrüstungen für die Brennstoffindustrie —
- Sonderdruck Nr. 224 d**
Materialeinsatzliste Nr. 154 — Maschinen und Apparate für die Nahrungs- und Genußmittelindustrie —
- Sonderdruck Nr. 224 e**
Materialeinsatzliste Nr. 155 — Wäschereimaschinen —
- Sonderdruck Nr. 224 f**
Materialeinsatzliste Nr. 156 — Spannwerkzeuge —
- Sonderdruck Nr. 224 g**
Materialeinsatzliste Nr. 157 — Erzeugnisse des Schiffbaues —
- Sonderdruck Nr. 224 h**
Materialeinsatzliste Nr. 158 — Kabel und Leitungen —
- Sonderdruck Nr. 225 a**
Materialeinsatzliste Nr. 159 — Drahtseile —
- Sonderdruck Nr. 225 b**
Materialeinsatzliste Nr. 160 — Schrauben- und Nietenzubehör —
- Sonderdruck Nr. 225 c**
Materialeinsatzliste Nr. 161 — Technische Federn —
- Sonderdruck Nr. 225 d**
Materialeinsatzliste Nr. 162 — Zeichengeräte, mathematische Instrumente, Lehrgeräte, Reißzeuge —
- Sonderdruck Nr. 225 e**
Materialeinsatzliste Nr. 163 — Physikalisch-optische Geräte —
- Sonderdruck Nr. 225 f**
Materialeinsatzliste Nr. 164 — Optische Meßinstrumente —
- Sonderdruck Nr. 225 g**
Materialeinsatzliste Nr. 165 — Sonstige optisch-mechanische und optische Geräte sowie Ergänzungseinrichtungen und Zubehör —
- Sonderdruck Nr. 226 a**
Materialeinsatzliste Nr. 166 — Apparate zur Kühlung und Klimatisierung, Kühltürme für den Hausbedarf —
- Sonderdruck Nr. 226 b**
Materialeinsatzliste Nr. 167 — Zuschneidemaschinen —
- Sonderdruck Nr. 226 c**
Materialeinsatzliste Nr. 168 — Rauchwaren- und Pelzveredelungsmaschinen —
- Sonderdruck Nr. 226 d**
Materialeinsatzliste Nr. 169 — Bau- und Wegebaumaschinen —
- Sonderdruck Nr. 226 e**
Materialeinsatzliste Nr. 170 — Vorrichtungen —
- Sonderdruck Nr. 227 a**
Materialeinsatzliste Nr. 171 — Automaten und Halbautomaten für Hohl- und Preßglas —
- Sonderdruck Nr. 227 b**
Materialeinsatzliste Nr. 172 — Triebwagen —
- Sonderdruck Nr. 227 c**
Materialeinsatzliste Nr. 173 — Durchgangs- und D-Zug-Personenwagen, Speise- und Doppelstockwagen —
- Sonderdruck Nr. 227 d**
Materialeinsatzliste Nr. 174 — Handlöt- und Anheizgeräte für flüssige und gasförmige Brennstoffe —
- Sonderdruck Nr. 227 e** Materialeinsatzliste Nr. 175 — Lampen und Laternen —
- Sonderdruck Nr. 228**
Preisordnung Nr. 714 — Anordnung über die Entgelte für Leistungen der Expeditions- und Lagereibetriebe —
- Sonderdruck Nr. 229**
Preisordnung Nr. 713 — Anordnung über die Preise für Wälzlager, Wälzlagerkränze, Wälzkörper und Käfige —
- Sonderdruck Nr. 230**
Preisordnung Nr. 715 — Anordnung über die Preise und Handelsspannen für Wirtschaftsglas — Hohlglas (ohne Bleikristall), mundgeblasen unveredelt und veredelt —
- Sonderdruck Nr. 231** Systematik der Ausbildungsberufe
- Sonderdruck Nr. 232** Arbeitsschutzanordnung 221 — Chemische Laboratorien —

Diese Sonderdrucke sind über den örtlichen Buchhandel oder über das Buchhaus Leipzig, Leipzig C 1, Postfach 91, zu beziehen.

Herausgeber: Büro des Präsidiums des Ministerrates der Deutschen Demokratischen Republik, Berlin C 2, Klosterstraße 47 — Verlag: (4) VEB Deutscher Zentralverlag, Berlin O 17, Michaelkirchstraße 17, Anruf 67 64 11 — Verkauf: Berlin C 2, Roßstraße 6 — Postcheckkonto: Berlin 1400 25 — Erscheinungsweise: Nach Bedarf — Fortlaufender Bezug: Nur durch die Post — Bezugspreis: Vierteljährlich Teil I 3,— DM, Teil II 2,10 DM — Einzelausgabe: Bis zum Umfang von 16 Seiten 0,25 DM, bis zum Umfang von 32 Seiten 0,40 DM, über 32 Seiten 0,50 DM je Exemplar (nur vom Verlag oder durch den Buchhandel zu beziehen) — Druck: (140) Neues Deutschland, Berlin — Ag 134/57/DDR

GESETZBLATT

der Deutschen Demokratischen Republik

Teil I

1957	Berlin, den 13. Mai 1957	Nr. 35
Tag	Inhalt	Seite
9. 5. 57	Bekanntmachung	285
12. 4. 57	Zehnte Durchführungsbestimmung zur Verordnung über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften. — Ärztliche Reihenuntersuchungen der Arbeiter —	285
12. 4. 57	Anordnung über die Finanzierung der Kulturhäuser und Bibliotheken bei den Maschinen-Traktoren-Stationen	287
	Berichtigungen	287
	Hinweis auf Veröffentlichungen von Sonderdrucken und P-Sonderdrucken des Gesetzblattes	288

Bekanntmachung

Vom 9. Mai 1957

Entsprechend § 2 der Verordnung vom 11. April 1957 über das Abkommen zwischen der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik und der Regierung der Union der Sozialistischen Sowjetrepubliken über Fragen, die mit der zeitweiligen Stationierung sowjetischer Streitkräfte auf dem Territorium der Deutschen Demokratischen Republik zusammenhängen (GBL I S. 237) wird hiermit bekanntgemacht, daß das Abkommen nach vollzogenem Notenaustausch über die erfolgte Bestätigung am 27. April 1957 in Kraft getreten ist.

Berlin, den 9. Mai 1957

Der Leiter des Büros des Präsidiums des Ministerrates
Plenikowski
Staatssekretär

Zehnte Durchführungsbestimmung* zur Verordnung über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften.

— Ärztliche Reihenuntersuchungen der Arbeiter —

Vom 12. April 1957

Auf Grund des Abschnittes VI Ziff. 1 der Verordnung vom 10. Dezember 1953 über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften (GBL S. 1219) und des § 50 Abs. 2 der Verordnung vom 25. Oktober 1951 zum Schutze der Arbeitskraft (GBL S. 957) wird im Einvernehmen mit dem Minister für Arbeit und Berufsausbildung und nach Anhören des Bundesvorstandes des Freien Deutschen Gewerkschaftsbundes folgendes bestimmt:

§ 1

Der Abschnitt C der Anlage zur Siebenten Durchführungsbestimmung vom 23. Juni 1955 zur Verordnung über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften — Ärztliche Reihenuntersuchungen der Arbeiter — (GBL I S. 502) wird ergänzt (s. Anlage).

* 9. DB (GBL I S. 53)

§ 2

Diese Durchführungsbestimmung tritt mit ihrer Verkündung in Kraft.

Berlin, den 12. April 1957

Der Minister für Gesundheitswesen
Steidle

Anlage

zu vorstehender Zehnter Durchführungsbestimmung

C.

Liste der gesundheitsgefährdenden Arbeiten mit Angabe der durchzuführenden zusätzlichen Spezialuntersuchungen

23. Offene radioaktive Substanzen Arbeitsplätze

mit Gefährdungsmöglichkeit durch offene radioaktive Substanzen: z. B. Umgang mit offenen natürlichen oder künstlichen radioaktiven Substanzen in medizinischen oder wissenschaftlichen Einrichtungen (wie Diagnostik und Therapie oder zu wissenschaftlichen Untersuchungen), z. B. Arbeiten zur Gewinnung oder sonstigen weiteren Auf-

bereitung offener radioaktiver Substanzen (wie chemische Bearbeitung, Umfüllung und Herstellung geschlossener radioaktiver Präparate, Arbeiten mit radioaktiven Leuchtfarben), z. B. Arbeiten unter Einwirkung von Radiumemanation und Tätigkeiten von Personen, die als Überwachungs- und Kontrollorgane an entsprechenden Arbeitsplätzen Strahlenschutzmessungen durchführen.

Termine der Wiederholungsuntersuchung:

- a) in Abständen von drei Monaten der Untersuchungen nach den nachstehend unter Ziffern 1 und 2 angeführten Untersuchungsmethoden;
- b) in Abständen von sechs Monaten zusätzlich die Untersuchungen nach den nachstehend unter Ziffern 3 bis 8 angeführten Untersuchungsmethoden.

Untersuchungsmethoden:

1. Vollständiger Blutstatus, enthaltend:
 - Blutkörperchensenkungsreaktion (BSR) nach Westergreen,
 - Auszählung der roten Blutkörperchen (Erythrozyten),
 - Bestimmung des Hämoglobingehaltes (HB),
 - Berechnung des Färbeindex (FI),
 - Auszählung der weißen Blutkörperchen (Leukozyten) und Anfertigung eines Differentialblutbildes.
2. Urinuntersuchung, enthaltend:
 - Bestimmung des Harnzuckers,
 - Bestimmung des Harneiweißes,
 - (diese beiden Bestimmungen wenn positiv auch quantitativ),
 - Bestimmung des Urobilinogens,
 - Bestimmung des Urobilins,
 - Untersuchung des Sediments.
3. Aus dem Blut eine Zählung der Thrombozyten,
 - eine Zählung der Retikulozyten,
 - eine Bestimmung der Gerinnungszeit,
 - eine Bestimmung der Blutungszeit und
 - eine elektrophoretische Untersuchung der Serumweißfraktionen.
4. Eine einfache Leberfunktionsprüfung (z. B. Galaktoseprobe).
5. Eingehende Besichtigung der Haut, insbesondere der Hände und der sichtbaren Schleimhäute, der Haare und Nägel.
6. Kontrollmessung der gesamten Körperoberfläche auf β - und γ -Emission in entkleidetem Zustand und nach gründlicher Reinigung.
7. Röntgenaufnahme der Thoraxorgane.
8. Bei Frauen Kontrolle des Menstruationskalenders.

Einmal im Jahre soll auch bei normalem Ausfall der unter Ziffern 1 bis 8 angegebenen Untersuchungen eine allgemeine ärztliche Vorstellung durchgeführt werden.

Bei Unglücksfällen mit oder bei Inkorporation von radioaktiven Substanzen sowie bei Verdacht auf die Möglichkeit solcher Zwischenfälle ist der betroffene Personenkreis unverzüglich einer der Einstellungsuntersuchung entsprechenden ärztlichen Kontrolle zu unterziehen. Dazu ist außer den unter Ziffern 1 bis 8 angegebenen Untersuchungsmethoden eine Kontrollmessung der Exkremente auf radioaktive Ausscheidungen durchzuführen.

24. Röntgenstrahlen und radioaktive Präparate in geschlossener Form

Arbeitsplätze

mit Gefährdungsmöglichkeit durch Röntgenstrahlen oder radioaktive Präparate in geschlossener Form: z. B. Arbeitsplätze von

1. Technikern, Physikern und technischen Hilfspersonen, die an Röntgenanlagen oder in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mittels natürlicher oder künstlicher radioaktiver Isotope tätig sind;
2. Ärzten und Angehörigen des mittleren medizinischen und medizinischen Hilfspersonals, die diagnostisch oder therapeutisch Röntgenstrahlen sowie Radium und andere geschlossene radioaktive Präparate anwenden (z. B. Kobaltkanone);
3. Personen, die durch die Krankenbetreuung einer ionisierenden Strahlung ausgesetzt sind;
4. Personen, die als Überwachungs- und Kontrollorgane an entsprechenden Arbeitsplätzen Strahlenschutzmessungen durchführen.

Termine der Wiederholungsuntersuchung:

in Abständen von sechs Monaten.

Untersuchungsmethoden:

1. Vollständiger Blutstatus, enthaltend:
 - Blutkörperchensenkungsreaktion (BSR) nach Westergreen,
 - Auszählung der roten Blutkörperchen (Erythrozyten),
 - Bestimmung des Hämoglobingehaltes (HB),
 - Berechnung des Färbeindex (FI),
 - Auszählung der weißen Blutkörperchen (Leukozyten) und Anfertigung eines Differentialblutbildes,
 - Zählung der Thrombozyten.
2. Urinuntersuchung, enthaltend:
 - Bestimmung des Harnzuckers,
 - Bestimmung des Harneiweißes,
 - (diese beiden Bestimmungen wenn positiv auch quantitativ),
 - Untersuchung des Sediments,
 - Bestimmung des Urobilinogens und Urobilins.

3. Eingehende Besichtigung der Haut, insbesondere der Hände und der sichtbaren Schleimhäute, der Haare und Nägel.

4. Bei Frauen Kontrolle des Menstruationskalenders.

Einmal im Jahre soll außerdem eine Thorakaufnahme angefertigt werden und eine allgemeinärztliche Untersuchung durchgeführt werden.

Anordnung

über die Finanzierung der Kulturhäuser und Bibliotheken bei den Maschinen-Traktoren-Stationen.

Vom 12. April 1957

Auf Grund des § 4 der Neunten Durchführungsbestimmung vom 10. Januar 1957 zur Verordnung über die weitere Verbesserung der Arbeits- und Lebensbedingungen der Arbeiter und der Rechte der Gewerkschaften — Kulturhäuser der MTS — (GBl. I S. 53) wird im Einvernehmen mit dem Bundesvorstand des Freien Deutschen Gewerkschaftsbundes, dem Zentralvorstand der Gewerkschaft Land und Forst, dem Minister für Land- und Forstwirtschaft und dem Minister der Finanzen folgendes angeordnet:

§ 1

(1) Die Gebäude und Einrichtungen der Kulturhäuser und Bibliotheken der Maschinen-Traktoren-Stationen (MTS) sind auf dem Wege der Umsetzung in die Rechtsträgerschaft des zuständigen Rates des Kreises bzw. der Stadt oder der Gemeinde zu übergeben und aus der Bilanz der MTS mit Wirkung vom 1. Januar 1957 auszubuchen.

(2) Die Instrumente, Apparate, Bücher usw., die für die Kulturarbeit aus den Planmitteln der MTS, des Direktorfonds und des Kulturfonds der Deutschen Demokratischen Republik angeschafft wurden, verbleiben in den Kulturhäusern und Bibliotheken.

§ 2

(1) Die Kulturhäuser und Bibliotheken sind Haushaltsorganisationen, ihr Haushaltsplan ist Bestandteil des Haushaltsplanes des zuständigen örtlichen Organs der staatlichen Verwaltung.

(2) Die Kulturhausleiter und Bibliothekare sind verpflichtet, für jedes Planjahr einen Haushaltsplan für die laufende Unterhaltung aufzustellen. Dieser ist mit dem Rat des Kulturhauses zu beraten und dem zuständigen Rat des Kreises bzw. der Stadt oder der Gemeinde zur Überprüfung und Bestätigung einzureichen. Zu den Kosten der laufenden Unterhaltung des Kulturhauses gehören Aufwendungen für Hauptinstandsetzungen, Ersatzbeschaffung und Neubeschaffung von Einrichtungsgegenständen, die Lohnfondsmittel für den bestätigten Stellenplan, Aufwendungen für laufende Unterhaltung, Heizung, Licht, Reinigung, Werbung, Büromaterial und Telefonkosten sowie der Zuschuß für die Kulturarbeit.

§ 3

Die für das Jahr 1957 für die im § 2 Abs. 2 genannten Aufwendungen bei den MTS geplanten Mittel sind auf den Haushalt des zuständigen örtlichen Organs der staatlichen Verwaltung zu übertragen.

§ 4

(1) Die Anzahl der hauptamtlich Beschäftigten in den staatlichen Kulturhäusern bei den MTS legt das zuständige örtliche Organ der staatlichen Verwaltung in eigener Verantwortung fest. Die Vergütung der Beschäftigten in den Kulturhäusern erfolgt auf der Grundlage des Tarifvertrages VBV. Für Beschäftigte, die von der Gewerkschaft Land und Forst übernommen werden, sind die bisherigen Gehälter personengebunden weiterzuzahlen, sofern sie die gleiche Tätigkeit ausüben und ihre bisherigen Bezüge über den Stellenplan bestätigten Vergütungsgruppen liegen.

(2) Die staatlichen Bibliotheken bei den MTS werden nebenberuflich geleitet. Die Entschädigung für die nebenberuflich tätigen Mitarbeiter in den Bibliotheken erfolgt auf der Grundlage der Anordnung vom 22. September 1956 über die Entschädigung der Mitarbeiter allgemeiner öffentlicher Bibliotheken in Gemeinden unter 5000 Einwohnern (GBl. II S. 338). In den Fällen, in denen bereits hauptberuflich Beschäftigte in den staatlichen Bibliotheken bei den MTS tätig sind, entscheidet über die weitere Beschäftigung hauptberuflicher Mitarbeiter das zuständige örtliche Organ der staatlichen Verwaltung. Nähere Richtlinien, die den von diesen Bibliotheken zu organisierenden Leihverkehr im MTS-Bereich berücksichtigen, erläßt das Ministerium für Kultur im Einvernehmen mit dem Ministerium der Finanzen.

§ 5

Diese Anordnung tritt mit Wirkung vom 1. Januar 1957 in Kraft.

Berlin, den 12. April 1957

Der Minister für Kultur
Dr. h. c. Joh. R. Becher

Berichtigungen

Das Ministerium für Leichtindustrie weist darauf hin, daß die Preisordnung Nr. 717 vom 31. Dezember 1956 — Anordnung über die Preise für Baumwollfasern — (Sonderdruck Nr. P 4 des Gesetzblattes) wie folgt zu berichtigen ist:

Auf Seite 10 muß es richtig heißen

Original ägyptische Baumwolle

good + 3/4	Ashmouni 2184,10.
------------	----------------------

In der Verordnung vom 11. April 1957 zur Änderung der Verordnung über die Regelung der Gewerbetätigkeit in der privaten Wirtschaft (GBl. I S. 249) gehören die letzten drei Zeilen im § 1 Abs. 1

„in dessen Gebiet der Gewerbetreibende seinen Wohnsitz hat bzw. der Gewerbebetrieb eröffnet werden soll oder seinen Sitz hat“

zu allen drei Buchstaben a, b, c.

Hinweis auf Veröffentlichungen von Sonderdrucken und P-Sonderdrucken des Gesetzblattes

- Sonderdruck Nr. 236**
Hauptvorbemerkung, Anlagen A1—A4 des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 237**
Erd- und Felsarbeiten (10.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 238**
Beton- und Stahlbetonarbeiten (20.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 239**
Maurerarbeiten (30.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 240**
Putzarbeiten (40.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 241**
Zimmererarbeiten und Gerüstarbeiten (50.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 242**
Bauwerksabdichtungsarbeiten (60.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 243**
Straßenbauarbeiten (70.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 244**
Gleisoberbauarbeiten (80.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 245**
Transportable Wohnlagerbauten und Barackenelemente (90.0) des Festpreiskataloges Teil I für Bauhauptleistungen der volkseigenen Bauindustrie
- Sonderdruck Nr. 250**
Materialeinsatzliste Nr. 195 — Einheitsliste für Werkzeugmaschinen —
- Sonderdruck Nr. 251 a**
Materialeinsatzliste Nr. 182 — Komplette Radsätze —
- Sonderdruck Nr. 251 b**
Materialeinsatzliste Nr. 183 — für metallische Werkstoffe, Fotoapparate —
- Sonderdruck Nr. 251 c**
Materialeinsatzliste Nr. 184 — Medizin-mechanische Erzeugnisse —
- Sonderdruck Nr. 251 d**
Materialeinsatzliste Nr. 185 — Uhren —
- Sonderdruck Nr. 251 e**
Materialeinsatzliste Nr. 186 — Wälzlager —
- Sonderdruck Nr. 251 f**
Materialeinsatzliste Nr. 187 — Fahrzeugdiesel- und Fahrzeuggasmotoren —
- Sonderdruck Nr. 251 g**
Materialeinsatzliste Nr. 188 — Vergasermotoren —
- Sonderdruck Nr. 251 h**
Materialeinsatzliste Nr. 189 — Personenkraftwagen —
- Sonderdruck Nr. 251 i**
Materialeinsatzliste Nr. 190 — Lastkraftwagen —
-
- Sonderdruck Nr. P 18**
Preisordnung Nr. 543/4 — Anordnung über die Erfassungs- und Aufkaufpreise für Technische Kulturen — (Warennummern 11 32 11 00, 11 52 31 00, 11 27 10 00, 11 51 10 00, 11 33 56 00)
- Sonderdruck Nr. P 20**
Preisordnung Nr. 502/2 — Anordnung über die Preise für Heil-, Duft- und Gewürzpflanzen (Drogen) — (Warennummer 43 10 00 00)
- Sonderdruck Nr. P 22**
Preisordnung Nr. 526/1 — Anordnung über die Preise für Pflanzkartoffeln — (Warennummer 11 30 00 00)

Die P-Sonderdrucke sind nur über das Buchhaus Leipzig, Leipzig C 1, Postfach 91, alle anderen Sonderdrucke sind außerdem auch über den örtlichen Buchhandel zu beziehen.

Herausgeber: Büro des Präsidiums des Ministerrates der Deutschen Demokratischen Republik, Berlin C 2, Klosterstraße 47 — Verlag: (4) VEB Deutscher Zentralverlag, Berlin — Postscheckkonto: Berlin 1400 25 — Erscheinungsweise: Nach Bedarf — Fortlaufender Bezug: Nur durch die Post — Bezugspreis: Vierteljährlich Teil I 3,— DM, Teil II 2,10 DM. Einzelausgabe: Bis zum Umfang von 16 Seiten 0,25 DM, bis zum Umfang von 32 Seiten 0,40 DM, über 32 Seiten 0,50 DM je Exemplar (zu beziehen direkt vom Buchhaus Leipzig, Leipzig C 1, Querstraße 4—6, Telefon: 66 147, durch den Buchhandel sowie gegen Barzahlung in der Verkaufsstelle des Verlages, Berlin C 2, Roßstraße 6) — Druck (140) Neues Deutschland, Berlin — Ag 134/51/DDR

Beschluß

über das

Statut des Amtes für Kernforschung und Kerntechnik

vom 21. Februar 1957

Beschluß
über das
**Statut des Amtes für Kernforschung
und Kerntechnik**
vom 21. Februar 1957

Sanitized Copy Approved for Release 2010/04/21 : CIA-RDP80T00246A045000160001-4

Veröffentlicht im
Gesetzblatt der DDR 1957, Teil I,
Nr. 20, S. 170 bis 172

5/II B 4278

Sanitized Copy Approved for Release 2010/04/21 : CIA-RDP80T00246A045000160001-4

Auf Grund des § 3 des Gesetzes vom 16. November 1954 über den Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik (GBI. S. 915) wird für das Amt für Kernforschung und Kerntechnik folgendes Statut erlassen:

§ 1

Rechtliche Stellung und Sitz des Amtes

(1) Das Amt für Kernforschung und Kerntechnik ist ein zentrales Organ der staatlichen Verwaltung und dem Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik direkt unterstellt. Es ist juristische Person und Haushaltsorganisation.

(2) Der Sitz des Amtes ist Berlin.

§ 2

Aufgaben des Amtes

(1) Hauptaufgabe des Amtes ist die Förderung, Koordinierung und Kontrolle der auf dem Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik durchzuführenden Arbeiten, und zwar

- a) der Planungsarbeiten,
- b) der Vorplanung, Vorprojektierung und Projektierung der Investitionsvorhaben für Einrichtungen der Kernforschung und Kerntechnik und ihrer Anwendung,
- c) der Forschungs- und Entwicklungsaufgaben,
- d) der Überleitung der Forschungsergebnisse in die Praxis.

Zur Erfüllung der Koordinierungs- und Kontrollpflichten kann der Leiter des Amtes von anderen Organen der staatlichen Verwaltung und Institutionen wie auch von sonstigen Einrichtungen und Organisationen die notwendigen Unterlagen, Berichte, Auskünfte und Stellungnahmen, die das Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik berühren, anfordern und Maßnahmen treffen, die der Einheitlichkeit der Planung sowie der Berichterstattung und der Abrechnung der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik dienen. Ferner kann der Leiter des Amtes notwendige Überprüfungen durch entsprechend beauftragte Mitarbeiter an Ort und Stelle vornehmen lassen.

(2) Im Rahmen seiner im Abs. 1 gekennzeichneten Hauptaufgaben hat das Amt

- a) langfristige Pläne für das Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik auszuarbeiten,
- b) die Forschungsarbeiten sowie das Erfindungs- und Vorschlagswesen auf diesem Gebiet zu fördern,
- c) zu Plänen, Projekten, Entwürfen und sonstigen Materialien, die dem Wissenschaftlichen Rat für die friedliche Anwendung der

- Atomenergie beim Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik einzureichen sind, Stellung zu nehmen,
- d) die praktische Anwendung der Erkenntnisse auf dem Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik in den hierfür in Betracht kommenden Zweigen der Volkswirtschaft zu fördern und zu veranlassen,
 - e) die Beschaffung und Verteilung von radioaktiven Materialien und Kernbrennstoffen vorzunehmen.
- (3) In Verbindung mit den beteiligten Organen der staatlichen Verwaltung obliegt dem Amt
- a) die Überwachung des Territoriums der Deutschen Demokratischen Republik auf radioaktive Verseuchung,
 - b) die Überwachung des Umgangs mit radioaktiven Materialien (einschließlich der Abfallprodukte) und die Kontrolle ihrer Lagerung,
 - c) die Herausgabe von Bestimmungen für den Gesundheits- und Arbeitsschutz, soweit sie unmittelbar das Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik sowie die Anwendung der Kerntechnik betreffen, und die Überwachung der Einhaltung dieser Bestimmungen,
 - d) die Entwicklung und Förderung leitender und wissenschaftlicher Kader,
 - e) die Organisation und Förderung des Informations- und Publikationswesens.
- (4) Das Amt hat die Einhaltung der für das Gebiet der Kernforschung und Kerntechnik geltenden gesetzlichen Bestimmungen zu überwachen.
- (5) Das Amt hat die staatliche Bauaufsicht bei den ihm unterstellten Bauvorhaben selbst auszuüben.
- (6) Das Amt hat zu Fragen der internationalen Zusammenarbeit auf dem Gebiet der friedlichen Anwendung der Atomenergie Stellung zu nehmen und dabei insbesondere in Zusammenarbeit mit den entsprechenden Institutionen bei Beratungen, Konferenzen, Verhandlungen und Vertragsabschlüssen verantwortlich mitzuwirken.
- (7) Das Amt ist berechtigt, zur Klärung bestimmter Fragen im Einvernehmen mit den zuständigen Leitern Spezialisten und sonstige Fachkräfte aus Organen der staatlichen Verwaltung und sonstigen Einrichtungen heranzuziehen.

§ 3

Leitung des Amtes

- (1) Der Leiter des Amtes ist für die gesamte Tätigkeit des Amtes sowie der ihm unterstellten Betriebe und sonstigen Institutionen gegenüber dem Ministerrat verantwortlich und rechenschaftspflichtig.
- (2) Der Leiter des Amtes entscheidet über alle grundsätzlichen Fragen, welche den Volkswirtschaftsplan, den Haushaltsplan, den Struktur-

und Stellenplan, den Arbeitsplan und den Arbeitsverteilungsplan des Amtes betreffen. Der Leiter des Amtes entscheidet über

- a) die Ernennung und Abberufung der leitenden Mitarbeiter gemäß der Nomenklatur des Amtes,
- b) die Festlegung der Planvorschläge des Amtes zum Volkswirtschaftsplan und zum Haushaltsplan des Amtes sowie über die Änderungen, die der Zustimmung des Vorsitzenden der Staatlichen Plankommission bzw. des Ministers der Finanzen bedürfen,
- c) die Errichtung, Zusammenlegung, Trennung und Auflösung von Betrieben und sonstigen Institutionen des Amtes nach den hierfür geltenden Bestimmungen.

(3) Auf Grund und in Durchführung der Gesetze der Volkskammer sowie der Verordnungen und Beschlüsse des Ministerrates erläßt der Leiter des Amtes Durchführungsbestimmungen, Anweisungen und Verfügungen. Er überwacht deren Durchführung. Der Leiter des Amtes erläßt die Statuten der dem Amt unterstellten Betriebe und sonstigen Institutionen.

(4) Der Leiter des Amtes ist für die Durchführung der Grundsätze der Kaderpolitik innerhalb des Amtes verantwortlich.

(5) Für den Fall seiner Verhinderung beauftragt der Leiter des Amtes einen seiner Stellvertreter mit der Wahrnehmung der Befugnisse und Pflichten des Leiters nach Maßgabe dieses Statuts.

(6) Die Stellvertreter des Leiters des Amtes vertreten den Leiter in ihrem Aufgabenbereich in allen Fragen, soweit die Entscheidung nicht dem Leiter vorbehalten ist. Sie sind dem Leiter für die Durchführung der Aufgaben in ihrem Wirkungsbereich verantwortlich und rechen-schaftspflichtig.

(7) Der Leiter des Amtes und seine Stellvertreter werden vom Minister-rat ernannt und abberufen.

§ 4

Das Kollegium des Amtes

(1) Das Kollegium des Amtes ist ein beratendes Organ des Leiters des Amtes. Es arbeitet auf der Grundlage der Verordnung vom 17. Juli 1952 über die Bildung der Kollegien (MinBl. S. 109) und nach der Geschäfts-ordnung vom 12. Februar 1953 für die Kollegien in den Ministerien, den Staatssekretariaten und anderen zentralen Organen der Regierung (ZBl. S. 55).

(2) Für die Tätigkeit des Kollegiums sind die Gesetze und Beschlüsse der Volkskammer, die Verordnungen und Beschlüsse des Ministerrates, der Arbeitsplan des Kollegiums und der Arbeitsplan des Amtes maß-gibend. In diesem Rahmen ist für jedes Quartal ein Arbeitsplan des Kollegiums aufzustellen.

(3) Das Kollegium berät den Leiter des Amtes in allen wichtigen Fragen, insbesondere über

- a) die Vorbereitung und Durchführung von Gesetzen der Volkskammer sowie von Verordnungen und Beschlüssen des Ministerrates,
- b) die Aufstellung und Durchführung von Perspektivplänen sowie der Jahrespläne des Amtes,
- c) die Aufstellung des Strukturplanes und des Stellenplanes des Amtes,
- d) die systematische Anwendung der Erkenntnisse der Kernforschung und Kerntechnik und ihre Einführung in die Praxis.

§ 5

Wissenschaftlich-Technischer Rat

Bei dem Amt besteht ein Wissenschaftlich-Technischer Rat. Er arbeitet nach den Bestimmungen der Anordnung vom 4. November 1955 über die Bildung und die Tätigkeit der Wissenschaftlich-Technischen Räte der Hauptverwaltungen (GBl. II S. 383) und nach der vom Leiter des Amtes erlassenen Geschäftsordnung.

§ 6

Struktur und Arbeitsweise des Amtes

(1) Für die Struktur des Amtes ist der von dem zuständigen Stellvertreter des Vorsitzenden des Ministerrates bestätigte Strukturplan verbindlich.

(2) Die kadermäßige Besetzung, die Arbeitsverteilung und die Arbeitsweise des Amtes werden im Stellenplan, im Arbeitsverteilungsplan und in der Arbeitsordnung des Amtes geregelt.

(3) Die Grundsätze für die Arbeitsweise der Mitarbeiter ergeben sich aus der Verordnung vom 10. März 1955 über die Pflichten und Rechte der Mitarbeiter der staatlichen Verwaltungsorgane — Disziplinarordnung — (GBl. I S. 217).

(4) Das Amt gliedert sich in Hauptabteilungen und Abteilungen. Die Hauptabteilungen sind die Organe des Amtes, denen die unmittelbare Leitung der ihnen unterstellten Betriebe und sonstigen Institutionen obliegt. Die Leiter der Hauptabteilungen haben in ihrem Verantwortungsbereich die politischen, ökonomischen und administrativen Aufgaben des Amtes im Rahmen der Politik der Regierung und nach den Weisungen des Leiters des Amtes durchzuführen. Sie tragen damit zugleich die Verantwortung für die gesamte Tätigkeit und die weitere Entwicklung der in ihren Hauptabteilungen zusammengeschlossenen Einrichtungen gegenüber dem Leiter des Amtes. Im Rahmen ihrer Zuständigkeit haben die Leiter der Hauptabteilungen das Recht, den ihnen unterstellten Betrieben und sonstigen Institutionen Anweisungen zu erteilen.

§ 7

Unterstellte Betriebe und Einrichtungen

Dem Amt sind volkseigene Betriebe, wissenschaftliche und technisch-wissenschaftliche Institute und sonstige Institutionen unterstellt.

§ 8

Vertretung des Amtes im Rechtsverkehr

(1) Im Rechtsverkehr wird das Amt durch den Leiter vertreten. Im Falle der Verhinderung des Leiters regelt sich die Vertretung nach § 3 dieses Statuts.

(2) Im Rahmen ihres Aufgabenbereiches und ihrer Befugnisse sind auch die Stellvertreter des Leiters sowie die Leiter der Hauptabteilungen und Abteilungen befugt, das Amt zu vertreten.

(3) Andere Mitarbeiter des Amtes und sonstige Personen können das Amt nach Maßgabe der ihnen vom Leiter schriftlich erteilten Vollmachten vertreten.

§ 9

Schlußbestimmungen

Dieses Statut tritt mit seiner Verkündung in Kraft.

Berlin, den 21. Februar 1957

Der Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik

Der Ministerpräsident
Grotewohl

Der Stellvertreter
des Vorsitzenden des Ministerrates
Selbmann

**Eine
Auswahl
wichtiger
Werke**

**ATOMPHYSIK
QUANTENMECHANIK
RADIOAKTIVE ISOTOPE
STRAHLENKUNDE
MAGNETISMUS
ULTRASCHALL
und die
MATHEMATISCHEN
GRUNDLAGEN**

**DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN
BERLIN W 8 · NIEDERWALLSTRASSE 39**

ARDENNE, M. v.

Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie

Band I: Hauptgebiete

1956, XVI/614 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 74,—

Band II: Randgebiete und Hilfsgebiete

1956, XII/617—1368 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 92,—

„Dieses Tabellenwerk ist von weit größerer Bedeutung, als der bescheidene Titel vermuten läßt. Es enthält keineswegs nur Tabellen mit Zahlenwerten, technisch-physikalischen Daten und Stoffeigenschaften, Diagramme und Formeln, es gibt vielmehr einen rasch orientierenden Überblick über die wichtigsten Arbeitsmethoden und Geräte, über die zugrunde liegenden Elementarvorgänge und über Meß- und Konstruktionsprinzipien, und es erleichtert demjenigen, der nicht gerade Spezialist auf dem betreffenden Gebiet ist, die Arbeit durch didaktisch vorzügliche Prinzipschemata und prägnante Einführungen und Kommentare. Zahlreiche Literaturzitate und auf das Wesentliche beschränkte Literaturauszüge weisen den Weg zu einem tiefergehenden Studium. Besondere Mühe wurde auf eine möglichst vollständige Berücksichtigung der neueren ausländischen Literatur verwandt. Eine solche konzentrierte Darstellung einzelner Fachgebiete, die in dieser meisterhaften Form und mit dieser Umsicht auch in Hilfs- und Randgebieten (Hochvakuumtechnik, Wärmelehre, Optik, Magnetismus, Hochspannungstechnik, Hochfrequenztechnik, Kernphysik) wohl ohne die langjährigen umfassenden Erfahrungen des Verfassers in der eigenen Forschertätigkeit kaum möglich wäre, stellt zweifellos einen bemerkenswerten Beitrag zur Verbesserung der Ökonomie der Arbeitsweise in Wissenschaft und Technik dar. Wieviel wertvolle Zeit geht heute noch oft durch das Suchen und Auswerten von Literatur verloren. Jedes Hilfsmittel, das hier zeitraubende technische Arbeit einspart, wird überall dankbar begrüßt werden. So wird auch dieses Werk, das einige zentrale Themen der physikalischen Forschung und Technik behandelt, sehr bald in den meisten physikalischen Laboratorien der Hochschulen und der Industrie zu finden sein. Gern wird man sich dem Wunsche des Verfassers anschließen, daß sich in Zukunft die Möglichkeit einer Überarbeitung und Fortführung des Werkes ergeben möge.“

UMSCHAU in Wissenschaft und Technik, Frankfurt/Main, Heft 4/57.

ARDENNE, M. v.

Tabellen zur angewandten Kernphysik

1956, VIII/139 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 24,80

Die vorgelegte Zusammenstellung umfaßt nicht das Gesamtgebiet der angewandten Kernphysik, sondern beschränkt sich auf einige Schwerpunkte, wie Indikatorenmethode mit radioaktiven Isotopen (Leitisotopen) und der zugeordneten Meßtechnik, Indikatorenmethode mit stabilen Isotopen und Reaktortechnik.

BLOCHINZEW, D. I.

Grundlagen der Quantenmechanik

Übersetzung aus dem Russischen

2. Auflage, 1957, XII/542 Seiten, 83 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 26,70

Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, dem Anfänger das richtige Verhältnis für die physikalischen Grundlagen der Quantenmechanik, ihren mathematischen Apparat und für ihre Anwendung zu vermitteln.

„Es (das Buch) wird seinem Ziel, dem Studierenden ein gut fundiertes Wissen und das nötige Rüstzeug für die Behandlung quantenmechanischer Probleme zu geben, voll gerecht, und kann daher bestens empfohlen werden.“

„Internationale Mathematische Nachrichten“, Wien, Nr. 41/42/55

KANTOROWITSCH, L. W. — W. I. KRYLOW

Näherungsmethoden der höheren Analysis

Übersetzung aus dem Russischen

1956, XI/611 Seiten, 68 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 47,—

Das Buch hat das Ziel, dem Physiker und Ingenieur bei der numerischen Behandlung der wichtigsten Differential- und Integralgleichungen aus Physik und Technik zu helfen.

Ausführlich werden die bekanntesten Näherungsmethoden bei linearen Integralgleichungen der Physik dargestellt, wobei auf Fehlerabschätzungen großer Wert gelegt wird.

Es folgen die sogenannten „direkten Methoden“ der Variationsrechnung, die konforme Abbildung nebst Anwendung auf die Lösung von Randwertaufgaben.

„Das Buch hat im russischen Original bereits drei Auflagen erlebt. Es ist sehr erfreulich, daß dieses Standardwerk nun auch dem deutschsprachigen Leserkreis durch die vorzügliche Übersetzung bequem zugänglich geworden ist.“

„MTW-Mitteilungen“, Technische Hochschule Wien, Nr. III/5 1956

KORSUNSKI, M. I.

Isomerie der Atomkerne

Übersetzung aus dem Russischen

1957, VIII/347 Seiten, 134 Abb., 8°, Leinen, DM 33,60

In dieser vom Autor durch neue Literatur ergänzter Monographie sind die Ergebnisse zahlreicher experimenteller Untersuchungen über die Erscheinungen der Isomerie der Atomkerne zusammengetragen. Sowohl die theoretischen Vorstellungen über die Ursachen ihrer Bildung als auch eine ausführliche Übersicht über die experimentellen Daten und die Arbeiten über die Struktur der Atomkerne werden erläutert.

KUDRJAWZEW, B. B.

Anwendung von Ultraschallverfahren bei physikalisch-chemischen Untersuchungen

Übersetzung aus dem Russischen

1955, 253 Seiten, 151 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 16,30

„Das Hauptmerkmal des vorliegenden 16. Bandes der Hochschulbücher für Physik ist sein auf die Praxis zugeschnittener Inhalt. Wer sich mit Fragen der Ultraschall-Erzeugung und -Messung zu befassen hat, wird in diesem Buch viele Anregungen finden. Der Text ist sehr klar, umständliche Redewendungen wurden vermieden. Die Übertragung ins Deutsche ist einwandfrei. ... Der Wert des Buches wird durch die Ausstattung noch erhöht. Papier und Druck sind einwandfrei. Man kann dieses Werk bestens empfehlen.“

„Chemiker-Zeitung“, Heidelberg

KUPRADSE, W. D.

Randwertaufgaben der Schwingungstheorie und Integralgleichungen

Übersetzung aus dem Russischen

1956, VIII/239 Seiten, 11 Abb., Gr. 8°, broschiert, DM 27,60, Leinen, DM 29,70

Das Buch bringt eine vollständige Darstellung der Theorie der Schwingungsgleichungen, insbesondere ihrer Potentiale und der Randwertaufgaben, unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen auf elektromagnetische und elastische Schwingungen. Ein besonderes Kapitel behandelt den hierbei auftretenden Typ linearer singulärer Integralgleichungen zweiter Art. Die neuesten Forschungsergebnisse des Autors wurden in die deutsche Ausgabe eingearbeitet. „Dieses Buch ist erstmalig im Jahre 1950 in russischer Sprache erschienen und liegt nun also auch in einer deutschen Übersetzung vor, welche gegenüber dem Original manche Änderungen, Ergänzungen und Zusätze enthält. Die Reihe der Hochschulbücher für Mathematik hat dadurch wieder eine sehr wertvolle Bereicherung erfahren.“

„Monatshefte für Mathematik“, Springer-Verlag Wien, I/57

LICHNEROWICZ, A.

Lineare Algebra und lineare Analysis

Übersetzung aus dem Französischen

1956, XI/323 Seiten, Gr. 8°, Leinen, DM 26,60

Im ersten, algebraischen, Teil dieses Buches werden Vektorräume endlicher Dimension und die üblichen Hilfsmittel zur Auflösung linearer Gleichungssysteme in endlich vielen Unbekannten behandelt. Im zweiten Teil wird die Theorie auf den Fall unendlich dimensionaler Räume ausgedehnt. Es folgt eine Einführung in die Theorie der mehrfachen Integrale und der äußeren Differentialformen.

LÖSCHE, A.

Kerninduktionen

etwa 320 Seiten, Gr. 8°, Leinen, etwa DM 35,60

Diese Monographie beschäftigt sich mit den experimentellen Methoden der Kerninduktion und der Kernmomentforschung. Neben seinen eigenen Experimenten gibt der Verfasser ein ausführliches Gesamtbild des gegenwärtigen Standes der Forschung.

(Voraussichtlicher Erscheinungstermin Oktober 1957)

MYSCHKIS, A. D.

Lineare Differentialgleichungen mit nachteilendem Argument

Übersetzung aus dem Russischen

1955, VIII/180 Seiten, 9 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 21,30

Die Theorie der Differentialgleichungen mit nachteilendem Argument ist ein bisher relativ wenig untersuchtes Gebiet der Analysis. Sie findet ihre Anwendung in der Theorie der Prozesse mit Nachwirkung und insbesondere der Technik der Selbstregulierung (Regeltechnik), gewinnt also in neuerer Zeit stets größere Bedeutung.

„Es ist zu erwarten, daß die ausgezeichnete Darstellung der Erforschung dieses schwierigen, aber interessanten und für die Anwendungen so wichtigen Gebietes einen starken Anstoß geben wird.“

„MTW-Mitteilungen“, Technische Hochschule Wien, Nr. III/6 1956

PICHT, J.

Vorlesungen über Atomphysik

Band I: 1956, VIII/238 Seiten, 46 Abb., 8°, Leinen, DM 18,60

Band II: etwa 160 Seiten, Leinen, 8°, etwa DM 18,40

(Voraussichtlicher Erscheinungstermin Juli 1957)

Der erste Band beschäftigt sich im wesentlichen mit der klassischen Atomphysik. Aus dem Inhalt: Grundlagen der Statistik – Grundgesetze der Mechanik – Grundgesetze der statistischen Mechanik – Grundgesetze der Wärmestrahlung – Lichtquanten und Strahlungstheorie – Bau und Strahlung der Atome und Moleküle – Periodisches System der Elemente – BOSE-EINSTEIN- und FERMI-DIRAC-Statistik.

Der zweite Band beschäftigt sich mit der Wellen- und Quantenphysik, der Kernphysik und der Physik der Wellenfelder.

RIESZ, F. — B. Sz-NAGY

Vorlesungen über Funktionalanalysis

Übersetzung aus dem Französischen

1956, XI/481 Seiten, Gr. 8°, Leinen, DM 32,20

Das Buch, dessen Autoren Weltruf genießen, stellt eine Übersetzung aus dem Französischen nach der 2. Auflage dar und bringt moderne Differentiations- und Integrationsmethoden und die Theorie der Integralgleichungen. Ein Anhang enthält die neuesten Forschungsergebnisse von Prof. Dr. Bela Sz.-Nagy über Transformationen des Hilbertschen Raumes, die aus dem Raum hinausführen.

SCHPOLSKI, E. W.

Atomphysik

Übersetzung aus dem Russischen

Band I: 1954, X/444 Seiten, 226 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 19,—

Band II: 1956, XI/688 Seiten, 474 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 42,40

Der erste Band enthält die experimentellen Grundlagen der Atomtheorie und der Quantenphysik und endet mit der Betrachtung der Welleneigenschaften der Materie.

Im zweiten Band wird eine systematische Darlegung der Grundlagen der Quantenmechanik bei dem Aufbau der Elektronenhülle des Atoms gegeben. Ungefähr die Hälfte dieses Bandes ist den Atomkernen und den Betrachtungen über kosmische Strahlen gewidmet.

„Das Bestechende an dem Gesamtwerk ist der durchgehend klare, systematische Gang und die verständliche Darstellung, sowie elegante Ableitung der notwendigen Formulierungen. Es ist alles enthalten, was heute atomphysikalisch bekannt ist. Nicht nur als Lehrbuch, auch als Handbuch und Nachschlagewerk kann es dem Schulphysiker beste Dienste leisten.“

„Praxis der Physik / Chemie und Photographie“, Frankenberg/Eder, Nr. 1/1957

SCHREIBER, H.

Biophysikalische Strahlenkunde

Band 1: Röntgenstrahlen und Radioaktivität

1957, XII/355 Seiten, 145 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 24,40

Im gegenwärtigen Zeitpunkt bedarf es keiner näheren Hinweise, daß die Wechselbeziehungen zwischen Strahlung und dem belebten Objekt sehr aktuell sind. Das vorliegende Werk ist der ionisierenden Strahlung gewidmet, also der Röntgenstrahlung und den Strahlen der natürlichen und künstlichen Radioaktivität. Besonderer Wert wurde auf Tabellen gelegt, die das Aufsuchen von Zahlenwerten und Angaben erleichtern sollen.

WEISS, C. F.

Radioaktive Standardpräparate

Eigenschaften, Herstellung und Aktivitätsbestimmung

2. Auflage, 1957, 232 Seiten, 63 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 18,60

Diese Monographie gibt eine umfassende Anleitung für die praktische Arbeit mit radioaktiven Standardsubstanzen. Die verschiedenen radiochemischen Herstellungsmethoden der einzelnen aktiven Isotope werden ausführlich besprochen. Der Verwendungszweck der Standardsubstanzen wird an Hand ihrer kernphysikalischen Eigenschaften ausführlich erläutert. Der Verfasser hat sich erfolgreich bemüht, besonders auch für die in bescheiden eingerichteten Laboratorien arbeitenden Praktiker, eine Zusammenstellung von eigenen und in der Literatur vorliegenden Erfahrungen zu geben. Die Kenntnis der allgemeinen Kernphysik wurde vorausgesetzt. Die Literatur konnte bis Ende 1955 berücksichtigt werden.

Bestellkarte

Aus dem VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN bestelle ich hiermit zu sofortiger Lieferung bzw. sofort nach Erscheinen:

Anzahl	Verfasser	Titel

Name

Ort

Straße

Datum

Senden Sie diese Bestellkarte an den Buchhandel oder an den VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN, Berlin W 8, Niederwallstraße 39

WONSOWSKI, S. W.

Moderne Lehre vom Magnetismus

Übersetzung aus dem Russischen

1956, XV/406 Seiten, 119 Abb., 8°, Leinen, DM 31,20

Das Werk bringt eine Übersicht über die modernen Vorstellungen von magnetischen Eigenschaften. Dabei beschränkt sich der Autor nicht nur auf atomare Teilchen, sondern behandelt auch makroskopische Körper. Vorausgesetzt werden entsprechende Kenntnisse aus der modernen Atomphysik. Die mathematische Seite wird nicht immer erschöpfend behandelt, sondern nur an einigen Stellen eingehender untersucht. Es sind ausführliche Literaturzitate angegeben, wobei der Autor jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.

EXPERIMENTELLE TECHNIK DER PHYSIK

herausgegeben von Professor Dr. F. X. Eder und Professor Dr. A. Eckardt

6 Hefte jährlich

Umfang je-Heft etwa 50 Seiten, Gr. 8°, Preis je Heft DM 4,-

Im VEB DEUTSCHER VERLAG DER
WISSENSCHAFTEN erscheinen:

Lehrbücher, Monographien, Forschungs-
berichte, Tagungsberichte und Zeitschriften
folgender Fachgebiete:

Mathematik
Physik
Chemie
Biologie
Geographie
Geologie
Hydrographie
Philosophie
Geschichte
Sprachwissenschaft

DAS ZENTRALINSTITUT FÜR KERNPHYSIK AM BEGINN SEINER ARBEIT

AKADEMIE - VERLAG · BERLIN



*Aus Anlaß
der Inbetriebnahme des ersten
Forschungsreaktors der Deutschen
Demokratischen Republik
gehaltene Vorträge*

HERAUSGEGEBEN VON HEINZ BARWICH

BARWICH SCHINTLMEISTER THÜMMLER

DAS ZENTRALINSTITUT FÜR KERNPHYSIK AM BEGINN SEINER ARBEIT

Herausgegeben von

HEINZ BARWICH

**Aus Anlaß der Inbetriebnahme
des ersten Forschungsreaktors
der Deutschen Demokratischen Republik
gehaltene Vorträge**



AKADEMIE - VERLAG • BERLIN

1958

Erschienen im Akademie-Verlag, Berlin W 8, Mohrenstr. 39
Lizenz-Nr. 202 • 100/538/58
Copyright 1958 by Akademie-Verlag GmbH, Berlin
Alle Rechte vorbehalten
Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“ Bad Langensalza
Bestell- und Verlagsnummer 5331
Printed in Germany

VORWORT

Durch einen Beschluß des Ministerrates der Deutschen Demokratischen Republik im November 1955 wurde das Zentralinstitut für Kernphysik in der Nähe von Dresden gegründet, nachdem kurz davor durch den Abschluß eines Abkommens zwischen den Regierungen der UdSSR und der DDR über die Unterstützung der DDR bei der Entwicklung der kernphysikalischen Forschung und ihrer Anwendungen in der Volkswirtschaft die Lieferung der wichtigsten apparativen Ausrüstung — eines Forschungsreaktors und eines Zyklotrons — vereinbart worden war.

Das Zentralinstitut wurde von vornherein als ein möglichst leistungsfähiges Forschungszentrum für Kernphysik und Kerntechnik projektiert und umfaßt heute fünf Bereiche, deren Arbeitsrichtungen durch ihre Benennungen charakterisiert sind: Reaktortechnik und Neutronenphysik, Physik der Atomkerne, Radiochemie, Werkstoffe und Festkörper, Technik.

Die Zentralgebäude der beiden erstgenannten Bereiche sind nach sowjetischen Projektunterlagen gebaut, die wesentlichen Ausrüstungen für den Reaktor und das Zyklotron wurden von der Sowjetunion geliefert und unter Mitwirkung sowjetischer Fachleute montiert. Während mit dem Bau der wichtigsten Gebäude Anfang 1956 begonnen wurde, begann die Montage des Reaktors im Frühjahr 1957, die des Zyklotrons einige Monate später.

Das vorliegende Heft enthält die Wiedergabe von 3 Vorträgen, welche auf einer Sitzung des Wissenschaftlichen Rates für die friedliche Anwendung der Atomenergie beim Ministerrat der Deutschen Demokratischen Republik anläßlich der Inbetriebnahme und offiziellen Übergabe des Forschungsreaktors an die Institutsleitung am 16. Dezember 1957 an der Technischen Hochschule Dresden gehalten wurden. Sie wenden sich an ein Gremium von Wissenschaftlern und Technikern der verschiedensten Fachrichtungen und sollen eine erste Information über die Möglichkeiten und die Ziele der Arbeiten zur Kernforschung und Kerntechnik des Zentralinstituts für Kernphysik geben, wobei aus äußeren Gründen die Bereiche Radiochemie und Technik hierbei nicht behandelt wurden.

Bis zur Drucklegung dieser Vorträge konnte auch die Inbetriebnahme des Zyklotrons durchgeführt werden und die geforderte Energie und Intensität eines Deuteronenstrahles nicht unerheblich überschritten werden. Somit ist der normale Forschungsbetrieb in zwei wichtigen Bereichen des Zentralinstituts für Kernphysik aufgenommen worden, während die übrigen Bereiche vorerst teilweise noch in provisorischen Laboratorien untergebracht sind und noch nicht über den vollzähligen Stab ihrer Mitarbeiter verfügen.

Der Herausgeber

INHALTSVERZEICHNIS

H. BARWICH

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 7

J. SCHINTLMEISTER

Über das Zyklotron des Zentralinstitutes für Kernphysik und die Forschungsvorhaben im Bereich „Physik der Atomkerne“ 25

F. THÜMLER

Einige kerntechnisch interessante Werkstoffprobleme 43

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten

VON HEINZ BARWICH

(Vortrag, gehalten in der öffentlichen Sitzung des Wissenschaftlichen Rates
für die friedliche Anwendung der Atomenergie am 16. 12. 1957 in Dresden)

Meine sehr verehrten Damen und Herren!

Am 14. Dezember ds. Js. wurde der letzte Schritt zum Aufbau des ersten Forschungsreaktors der Deutschen Demokratischen Republik im Zentralinstitut für Kernphysik getan, indem die Uranstäbe in die *aktive Zone* eingesetzt wurden und die *kritische Größe* erreicht bzw. überschritten wurde.

Mit schwer zu beschreibender Spannung und innerer Erregung konnte eine kleine Gruppe von Mitarbeitern unseres Zentralinstitutes verfolgen, wie der Neutronenstrom einer in die aktive Zone eingebrachten Neutronenquelle durch den Vorgang der *Uranspaltung* in immer zunehmendem Maße verstärkt wurde, bis er schließlich, scheinbar unaufhaltsam, auch nach Entfernung der eingebrachten Neutronenquelle weiter anstieg, so daß sich zeitweise seine Stärke in 15 Sekunden verdoppelte.

Die Beobachtung dieses Effektes, dieses eindeutigen experimentellen Beweises der selbständig ablaufenden *Kettenreaktion der Kernspaltung*, hatten wir seit langer Zeit sehnlichst herbeigewünscht, und ich glaube, daß das besondere Erlebnis dieses Versuches für viele unserer Mitarbeiter die schönste Belohnung für ihre außerordentlichen Mühen, die sie beim Aufbau des Reaktors aufgewendet hatten, gewesen ist. Die grundsätzliche Bedeutung dieses außergewöhnlichen Experimentes für Wissenschaft und Technik, die dadurch in eine neue Etappe ihrer Entwicklung eingetreten sind, scheint mir heute, da das allgemeine Interesse für die Kernforschung bereits breiteste Kreise der Öffentlichkeit erfaßt hat, besonders in diesem Kreis keiner allgemeinen Erläuterung mehr zu bedürfen.

Mit der Inbetriebnahme eines Forschungsreaktors hoher Leistung, nämlich von 2000 Kilowatt, ist für unsere Deutsche Demokratische Republik nunmehr die reale Möglichkeit eröffnet, in absehbarer Zeit einen geachteten Platz in der Reihe der in der Kernforschung und Kerntechnik heute führenden Staaten der Welt zu erringen. Die Mitarbeiter unseres Institutes, die heute noch keine nennenswerten Erfahrungen auf dem neuen Arbeitsgebiet besitzen, sind fest davon überzeugt, daß auf Grund der an unserem Kernreaktor gebotenen Arbeitsmöglichkeiten der Weg zur Erreichung dieses Zieles in denkbar kürzester Frist erfolgreich zurückgelegt werden wird. Eine größere Zahl von ihnen traut sich heute bereits zu, einen Kernreaktor selbständig in Betrieb zu nehmen und zu bedienen, und ich möchte dieser

optimistischen Meinung nicht entgegentreten, da sie auf gründlicher Sachkenntnis beruht. Allerdings ist diese positive Einstellung in einem erheblichen Grade auch dadurch bedingt, daß sich unser Forschungsreaktor in einer Reihe von Merkmalen wesentlich von dem Reaktormodell unterscheidet, das vor nunmehr etwa 15 Jahren von amerikanischen und kurze Zeit danach von sowjetischen Forschern erstmalig in Betrieb genommen wurde, und daß die technischen Vervollkommnungen, die das Ergebnis einer langjährigen Entwicklung im Reaktorbau veranschaulichen, seine Bedienung relativ einfach erscheinen lassen.

Vergleicht man unseren Reaktor mit dem historisch ersten Typ des *Uran-Graphit-Reaktors*, so unterscheidet er sich von ihm in zwei wesentlichen Punkten: einerseits in der *spezifischen Leistung*, die auf den beträchtlichen Wert von 45 kW pro kg Uranmetall gegenüber nur $1,5 \cdot 10^{-3}$ W/kg beim ersten Reaktor erhöht ist und dementsprechend in der Größe des *Neutronenflusses*, nämlich $2 \cdot 10^{13}$ Neutronen pro Quadratzentimeter und Sekunde gegenüber nur etwa 10^7 beim ersten Versuchsreaktor, andererseits in der Art des verwendeten Spaltstoffes, der in unserem Falle *angereichertes Uran* ist, das 10% des Uranisotops der Masse 235 enthält, während damals *natürliches Uran* benutzt wurde, welches nur 0,71% dieses Isotops enthält.

Das am Isotop Uran-235 angereicherte Uran, das nach dem komplizierten Verfahren der *Isotopentrennung durch Diffusion* auf der Grundlage der wissenschaftlichen Arbeiten von G. HERTZ heute in den Vereinigten Staaten von Amerika und in der Sowjetunion in großtechnischem Maßstab hergestellt wird, stellt den eigentlichen Schatz, das kostbare Herz unserer Anlage dar.

Bevor ich zur Besprechung der physikalischen und technischen Einzelheiten unseres Forschungsreaktors und seiner Anwendungsmöglichkeiten übergehe, möchte ich ganz besonders unserer tiefen Befriedigung darüber Ausdruck geben, daß die sowjetische Regierung uns bereits vor geraumer Zeit, vor nunmehr fast 3 Jahren, dieses wertvolle Material in für Jahre ausreichender Menge und ohne einschränkende Lieferungsbedingungen angeboten und inzwischen auch überlassen hat. Und ich möchte auch an dieser Stelle nochmals im Namen aller Mitarbeiter unseres Institutes und all derer, die nunmehr in den Genuß der Ausnutzung dieser wunderschönen Anlage kommen werden, der Sowjetregierung und allen sowjetischen Mitarbeitern, die diese Anlage entwickelt, konstruiert und erprobt haben und uns bei ihrem Aufbau behilflich waren, unseren herzlichsten Dank aussprechen.

Unser Forschungsreaktor ist dem Typus nach ein *Wasser-Wasser-Reaktor* mit *angereichertem Uran* von *heterogenem Aufbau*; das bedeutet, daß das Uran in Form von Stäben, die in Aluminiumhüllen eingeschlossen sind, in der aktiven Zone gitterförmig angeordnet ist. Dieses Gitter befindet sich in einem großen Aluminiumbehälter mit gewöhnlichem Wasser. Das Wasser erfüllt hier drei verschiedene Aufgaben: die der *Neutronenbremsung*, der *Wärmeabfuhr* und des *Strahlenschutzes*. Die neutronenphysikalische Charakteristik der aktiven Zone

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 9

drückt sich in einer *Neutronenbilanz* aus, die sehr stark verschieden von der im *Uran-Graphit-Reaktor* und auch der im *Schwerwasser-Reaktor* ist, wie aus Tab. 1 zu ersehen ist.

TABELLE 1
Neutronenbilanz verschiedener Reaktortypen

	nat. Uran-Graphit	WWR (10% U-235)
Ausbeute pro verbr. U-235	2,10	2,090
Einfang im U-235	1,00	1,000
Einfang im U-238	0,85	0,083
Einfang in Moderator und Kühlmittel	0,12	0,268
Verlust nach außen	0,05	0,685
Reserve	0,08	0,054
	2,10	2,090

Wir sehen, daß die Zahl der entstehenden *Spaltneutronen*, bezogen auf ein im U-235 absorbiertes Neutron, in beiden Fällen wegen der unbedeutenden Vermehrung durch Spaltungen im U-238 nur wenig verschieden ist. Es bleiben also nach Abzug des für die Fortsetzung der Reaktion notwendigen einen Neutrons in beiden Fällen noch rund 1,1 Neutron zur Deckung der verschiedenen Verlustanteile übrig. Während beim Uran-Graphit-Reaktor der überwiegende Teil dieser Verluste, nämlich 0,85 Neutronen, durch *Einfang im Uran-238* entsteht, also zur Erzeugung von *Plutonium* führt, und nur ein relativ geringer Teil, 0,12 Neutronen, in *Moderator* und *Kühlmittel* verloren geht, ist im Gegensatz hierzu bei unserem Reaktor der auf Plutoniumbildung entfallende Anteil etwa 10mal kleiner, der Einfang in Moderator und Kühlmittel wegen der höheren *Absorption* des gewöhnlichen Wassers dagegen etwa doppelt so hoch. Für die Verluste nach außen bleibt dafür in unserem Falle ein erheblicher Anteil übrig, nämlich 0,68 Neutronen, im Gegensatz zum Uran-Graphit-Reaktor, bei dem diese Verluste nur 0,05 Neutronen betragen können. Durch diesen Unterschied ist bedingt, daß der Uran-Graphit-Reaktor eine kritische Größe der „aktiven Zone“ entsprechend einem Durchmesser von etwa 6 m und mehr haben muß, während diese bei unserem Reaktor bedeutend kleiner ist. Sie bildet einen Zylinder von 50 cm Höhe und etwa 50 cm Durchmesser. Unter *Reserve* sind diejenigen Anteile zu verstehen, die zu Beginn des Betriebes durch *Regelstäbe*, am Schluß desselben durch *Schlacken* und *Gifte* absorbiert werden.

Diese abweichende Bilanz ist sowohl durch die Anreicherung des Urans, die zu einer wesentlichen Verminderung des *Einfangs im Uran-238* führt, als auch durch die Eigenschaften des Wassers als Bremsmittel bedingt. Einerseits ist die *Bremmung* im Wasser besser als im Graphit, so daß der *Resonanzeinfang* der Neutronen wegen des schnelleren Durchlaufens des entsprechenden Energieintervalls verringert wird, andererseits zeigt sich jedoch auch der Nachteil des Wassers

gegenüber Graphit im Hinblick auf den stärkeren *Einfang der thermischen Neutronen*.

Als wichtigstes Ergebnis des Vergleichs konstatieren wir den großen Anteil von Neutronen, die aus der Oberfläche unseres Reaktors austreten. Diese Neutronen werden hauptsächlich für die Durchführung der physikalischen Untersuchungen ausgenutzt. Sie erinnern sich, daß unser Reaktor 10 horizontale *experimentelle Kanäle* besitzt, durch die diese Neutronen in den Außenraum gelangen können. Dafür, daß fast keine Neutronen zur *Plutoniumbildung* verbraucht werden, können wir andere Elemente in der aktiven Zone bestrahlen und aus ihnen *radioaktive Isotope* herstellen. Durch diese Eigenschaften ist unser Reaktor als ein typischer Forschungsreaktor charakterisiert.

Ganz allgemein ist es bei einem Forschungsreaktor erwünscht, einen hohen Wert des *Neutronenflusses* bei möglichst geringem Uranverbrauch, was mit minimaler Gesamtwärmeleistung gleichbedeutend ist, zu erzielen. Für den Zusammenhang zwischen dem Neutronenfluß Φ , der Leistung N_{MW} (in Megawatt) und der Menge des in der aktiven Zone befindlichen Spaltmaterials M_s (in kg) besteht die folgende Beziehung:

$$\Phi = 2 \cdot 10^{13} \frac{N_{MW}}{M_s}.$$

Um einen hohen Fluß zu bekommen, kommt es also darauf an, die spezifische Wärmeleistung im Spaltmaterial nach Möglichkeit groß werden zu lassen, wobei die Gesamtmenge des eingesetzten Urans aus Gründen der Wirtschaftlichkeit möglichst klein sein sollte. Wegen der *Anreicherung* beträgt bei uns die Masse des Uran-235 nur etwa 3,5 kg, und wir erhalten nach obiger Formel einen mittleren Neutronenfluß von $\sim 10^{13}$ Neutronen pro $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$. Der maximale Fluß in der Mitte der aktiven Zone beträgt $2 \cdot 10^{13}$ Neutronen, dabei beträgt der Uranverbrauch bei maximaler Leistung des Reaktors nur 2,5 g Uran-235 pro Tag.

Man könnte nun fragen, ob die Anwendung von schwerem Wasser anstelle des gewöhnlichen Wassers als Moderator noch weitere Vorteile gebracht hätte. Es läßt sich zeigen, daß die kritische Größe unseres Reaktors in diesem Falle nicht geringer ausgefallen wäre. Dies ist trotz der geringeren Neutronenabsorption des schweren Wassers nicht verwunderlich, da die sogenannte *Migrationsfläche*, das heißt die Fläche, innerhalb welcher die Neutronen, von ihrer Entstehung an gerechnet, gebremst und absorbiert werden, bei gewöhnlichem Wasser bedeutend kleiner ist als bei schwerem Wasser. Dies ist auch einer der Gründe dafür, weshalb bei *Druckwasser-Energieraktoren* die Anwendung von gewöhnlichem Wasser der von schwerem Wasser vorzuziehen ist. Was die notwendige Uranmenge anbetrifft, so kann sie beim Schwerwasserreaktor allerdings geringer sein. Das gewöhnliche Wasser bietet aber noch einen weiteren Vorteil, der gerade für experimentelle Anwendungen des Reaktors von Bedeutung ist, nämlich die Ausbildung einer größeren *Härte des Neutronenspektrums* als beim Schwerwasserreaktor. Für kernphysikalische Untersuchungen interessieren heutzutage hauptsächlich die Neutronen im *überthermischen* Energiebereich d. h. im Bereich von wenigen Elektronenvolt (eV) bis herauf zu etwa 1 MeV. Der Anteil dieser

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 11

Neutronen am Gesamtspektrum wird durch das *Kadmiumverhältnis* charakterisiert. Man kann dieses Kadmiumverhältnis einfach durch Aktivierung einer Kupferfolie im Reaktor bestimmen, indem man die Bestrahlung einmal bei Einhüllung der Detektorfolie durch Kadmium, welches die thermischen Neutronen vollständig absorbiert, und einmal ohne Bedeckung durchführt. In unserem Reaktor erhalten wir für das Verhältnis der Gesamtaktivierung zu der Aktivierung im überthermischen Bereich den Wert 13, für den D_2O -Reaktor bekäme man etwa 23 und für einen Uran-Graphit-Reaktor den Wert 33. Das bedeutet also, daß bei gleichem Gesamtfluß in unserem Reaktor mehr als der doppelte Anteil „schneller Neutronen“ vorhanden ist als bei den anderen Reaktortypen. Diese Tatsache ist gerade für die Versuche der *Neutronenspektroskopie* außerordentlich vorteilhaft.

Zur Veranschaulichung der Möglichkeiten zur Erzeugung künstlich *radioaktiver Isotope* möchte ich folgendes Gedankenexperiment anführen: Stellen wir uns vor, daß alle Neutronen, die aus der aktiven Zone entweichen — das wären 0,69 pro verbrauchtes Uran-235-Atom —, durch einen die Zone umgebenden Mantel eines zu aktivierenden Stoffes eingefangen würden, und denken wir uns die Bestrahlungsdauer so groß, daß die Gleichgewichtsaktivität des gebildeten radioaktiven Stoffes erreicht wird, dann ergibt sich die Aktivität des Mantels A (in Curie) angenähert zu:

$$A \cong 0,69 \cdot 10^6 N_{MW}.$$

Wir könnten also theoretisch eine Aktivität von etwa einer Million Curie erzielen, das heißt einen Strahler erzeugen, der etwa einer Tonne Radium äquivalent ist. Die praktischen Möglichkeiten sind natürlich wesentlich bescheidener, doch dürfte diese Betrachtung einen ungefähren Begriff von den bedeutenden Aktivierungsmöglichkeiten in unserem Reaktor geben.

Wir sehen also, daß unser Reaktor bezüglich seiner Anwendbarkeit für Forschungszwecke einige besondere Vorzüge aufweist, nämlich: einen großen Neutronenreichtum, der durch einen hohen Wert des Neutronenflusses im Innern des Reaktors und eine große Intensität des aus der aktiven Zone austretenden Neutronenstromes gekennzeichnet ist, wodurch gute Möglichkeiten zur Erzeugung radioaktiver Isotope und zur Durchführung von Experimenten gewährleistet sind. Daneben hat der Neutronenfluß einen relativ hohen Anteil schneller Neutronen. Es ist also nicht so, daß die Wahl des gewöhnlichen Wassers als Moderator aus Gründen der geringen Gesteungskosten getroffen wurde, sondern es liegen, wie wir sahen, durchaus gute Gründe dafür vor, daß diesem der Vorzug gegenüber anderen Moderatoren gegeben wurde.

Nach diesen einleitenden Betrachtungen möchte ich jetzt, um Ihnen das heute vormittag Geschehene näher zu erläutern, einige Diapositive zeigen, die technische Einzelheiten der Reaktoranlage darstellen.

Abb. 1 zeigt das technologische Schema. Im Inneren des Reaktorbehälters erkennen wir gerade noch die aktive Zone mit den Abmessungen 50×50 cm, zylinderförmig aufgebaut aus Aluminiumkörben, welche je 16 Uranstäbe aufnehmen.

Sie hatten heute Gelegenheit, das Leuchten des Wassers in dieser aktiven Zone während des Betriebes zu beobachten. Neben dem durch Eisen und Beton geschützten Reaktorbehälter sehen Sie noch einen zweiten Wasserbehälter, das Aufbewahrungsbecken für verbrauchte Brennelemente. Hier hinein können durch eine schräge Röhre unter vollkommenem Strahlenschutz Körbe mit ausgebrannten, stark radioaktiven Brennelementen befördert werden, wobei man sich zur Handierung einer durch den Deckel hindurchgehenden Stange mit Greifvorrichtung bedient. Da diese Elemente bei dichter Packung in genügender Menge auch wieder eine aktive Zone bilden könnten, in welcher eine selbständige Kettenreaktion einsetzen könnte, müssen sie auch in diesem Behälter in ausreichendem Abstand voneinander gelagert werden. Zu diesem Zwecke ist in diesen Behälter eine besondere Aufnahmevorrichtung eingebaut, welche diesen Abstand zwischen den einzelnen Körben gewährleistet. Im Laufe der Zeit verlieren die Uranstäbe hier den größten Teil ihrer Aktivität und können dann in einem *Container* an den Ort der chemischen Aufarbeitung abtransportiert werden.

Weiter sehen wir den ersten Kühlkreislauf, in dem das destillierte Wasser durch den Reaktortank hindurchgepumpt wird, wobei es außerhalb des inneren Aluminiumzylinders hochsteigt und dann nach innen durch die aktive Zone abwärts in den Pumpenraum zurückkehrt, wo es nach Durchlaufen der Pumpen in den beiden Wärmeaustauschern seine Wärme an den zweiten Kreislauf abgibt.

Oben sehen wir die vier Reservebehälter für das Destillat zum Erneuern der Füllung des ersten Kreises. Im Nebenschluß zum ersten Kreis liegen noch zwei Apparate, welche der Aufbereitung des Wassers dienen: das *Ionenaustauscher-Filter* und der *Deaerator*. Der letztere ist ein Behälter, in dem das zersprühte Wasser durch Gegenstrombelüftung von dem Knallgas befreit wird, welches sich in der aktiven Zone durch Zersetzung des Wassers, die sogenannte *Radiolyse*, bildet. Das Ionenaustauschfilter entzieht dem Wasser die zum großen Teil aktiv gewordenen Ionen von Verunreinigungen und Korrosionsprodukten durch Adsorption und Ionenaustausch, so daß die Erneuerung des Wassers im ersten Kreis erst nach einer langen Betriebsdauer notwendig wird. Alle Räume, in welchen gas- oder staubförmige radioaktive Körper entstehen können, werden durch eine besondere Ventilationsanlage entlüftet. Durch einen 40 m hohen Schornstein gelangen dann nach Abfiltrierung der Aerosolteilchen die gasförmigen radioaktiven Stoffe in gefahrloser Verdünnung an die Außenluft.

Das nächste Bild (Abb. 2) zeigt einen Horizontalschnitt durch die aktive Zone.

Wir sehen die einzelnen Körbe, in denen jeweils 16 Uranstäbe von 1 cm Durchmesser und 50 cm Länge untergebracht sind. Insgesamt wurden zunächst 26 solcher Körbe eingebaut, in den freibleibenden Schächten des Aufnahmegitters können Behälter untergebracht werden, die der Erzeugung von radioaktiven Isotopen dienen. Weiter sehen wir die Kanäle für die *Regelungs-* und *Sicherheitsstäbe*. In einen solchen Kanal fallen im Gefahrenfalle die Sicherheitsstäbe und bringen die Kettenreaktion zum unverzüglichen Abklingen. Als Ursache für ihre Auslösung können die folgenden Signale des Schutzsystems wirksam werden: Überschreitung des am automatischen Regler eingestellten Leistungsniveaus, zu

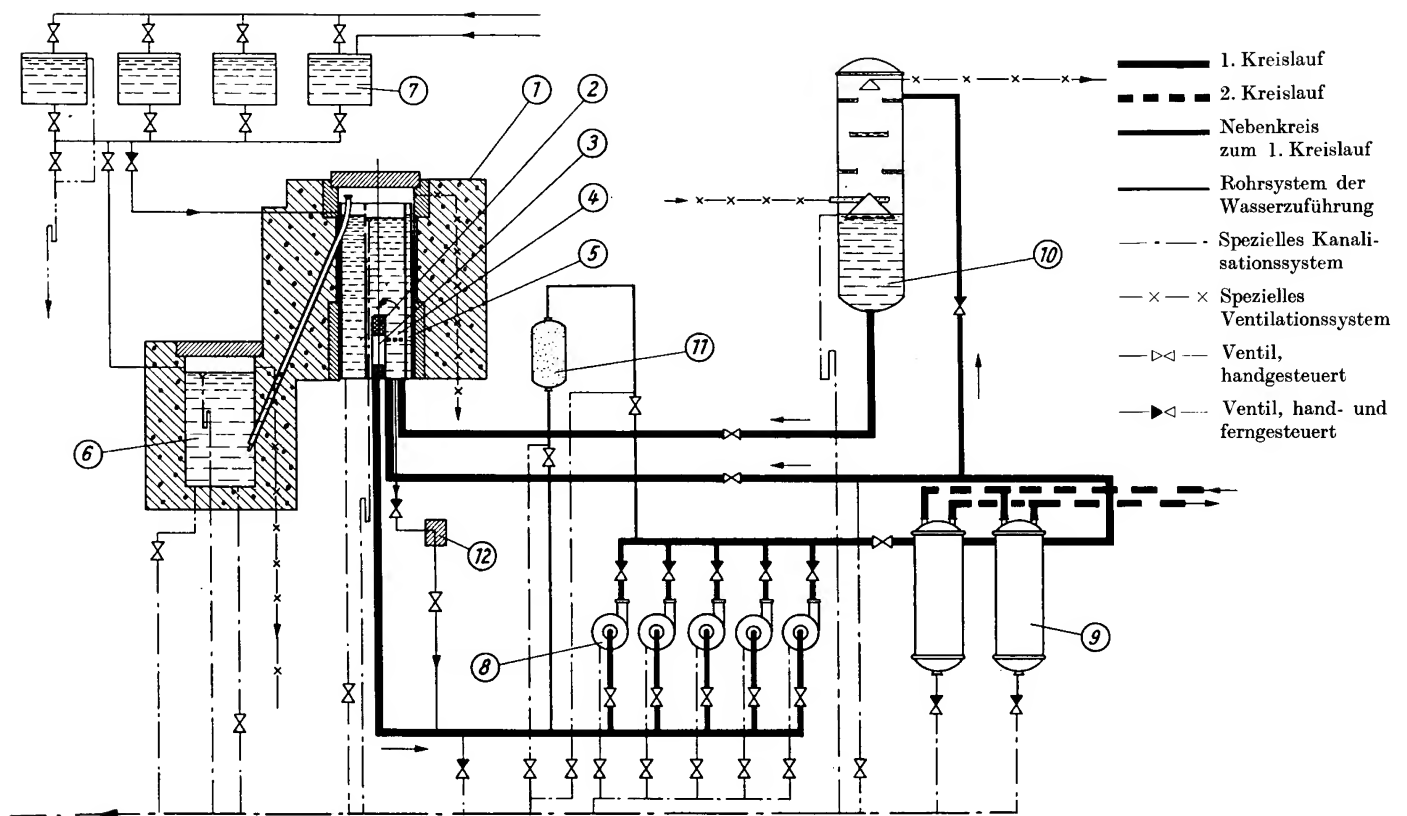


Abb. 1. Technologisches Schema der Reaktoranlage

- | | | |
|------------------|---|---|
| 1 Reaktor, | 5 Schutztank, | 9 Wärmetauscher, |
| 2 aktive Zone, | 6 Aufbewahrungsbecken f. verbrauchte Brennelemente, | 10 Deaerator, |
| 3 Moderatortank, | 7 Reservebehälter für destilliertes Wasser, | 11 Ionenaustauschfilter, |
| 4 Reflektortank, | 8 Pumpen des ersten Kühlkreislaufes, | 12 dosimetrische Kontrollstelle zur Prüfung von Brennelementen. |

schneller Anstieg der Leistung, Verminderung der Stärke des Kühlwasserstromes im ersten Kreis und Stromausfall an den Pumpen.

Hier (Abb. 3) haben wir noch den Schnitt durch den ganzen Aufbau mit Strahlenschutz, bestehend aus einer Wasserschicht, Eisenringen und Betonwänden und den Experimentierkanälen, welche durch diese Schutzwände hindurchgehen. Hier sind auch die ferngesteuerten Motoren zu erkennen, welche gestatten die Verschlüsse zu betätigen. Ein Experimentierkanal besonderer Art ist die *thermische*

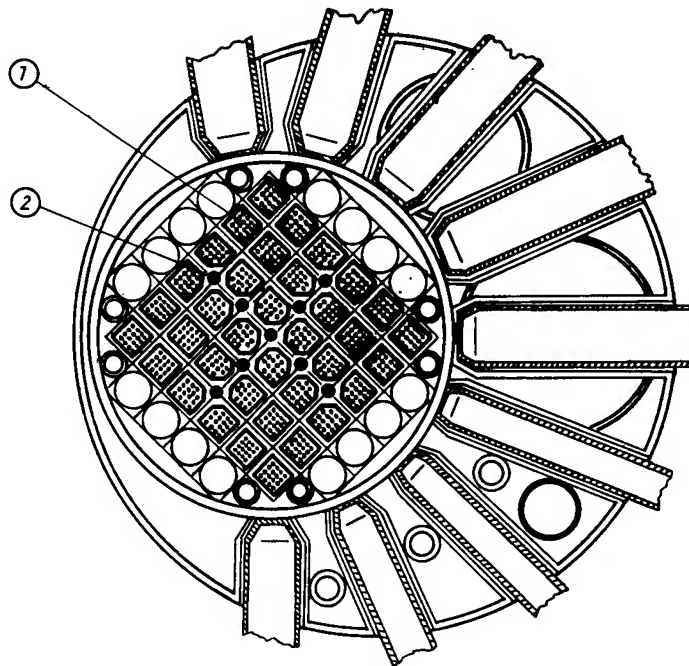


Abb. 2. Horizontalschnitt durch die aktive Zone

- 1 Körbe mit Uranstäben,
- 2 Kanäle für Regelungs- und Sicherheitsstäbe,

Säule, die einen großen, mit Graphit ausgefüllten Raum darstellt, der bis an die aktive Zone herangeführt ist. Sie kann als eine großflächige Quelle „thermischer“, das heißt vollkommen abgebremster Neutronen Anwendung finden. Diese Säule kann auch aus dem Schutzmantel herausgefahren werden, so daß eine Öffnung entsteht, welche man für Versuche über Strahlenschutz benutzen kann. Sie kann durch einen dicken Eisenpanzer abgeschlossen werden, der ausreichenden Strahlenschutz nach außen bietet.

Abb. 4. zeigt einen Vertikalschnitt durch den ganzen Reaktor.

Neben den bereits bekannten Einzelheiten, wie aktive Zone, Experimentierkanäle und thermische Säule, sind hier die Konstruktion des Deckels mit der durchgeführten Stange und die Führungsröhren für die Regelstäbe zu erkennen.

Abb. 3. Horizontalschnitt durch den Reaktor

- 1 Experimentierkanäle,
- 2 Eisenringe,
- 3 Wasserschicht,
- 4 Betonwände,
- 5 thermische Säule,

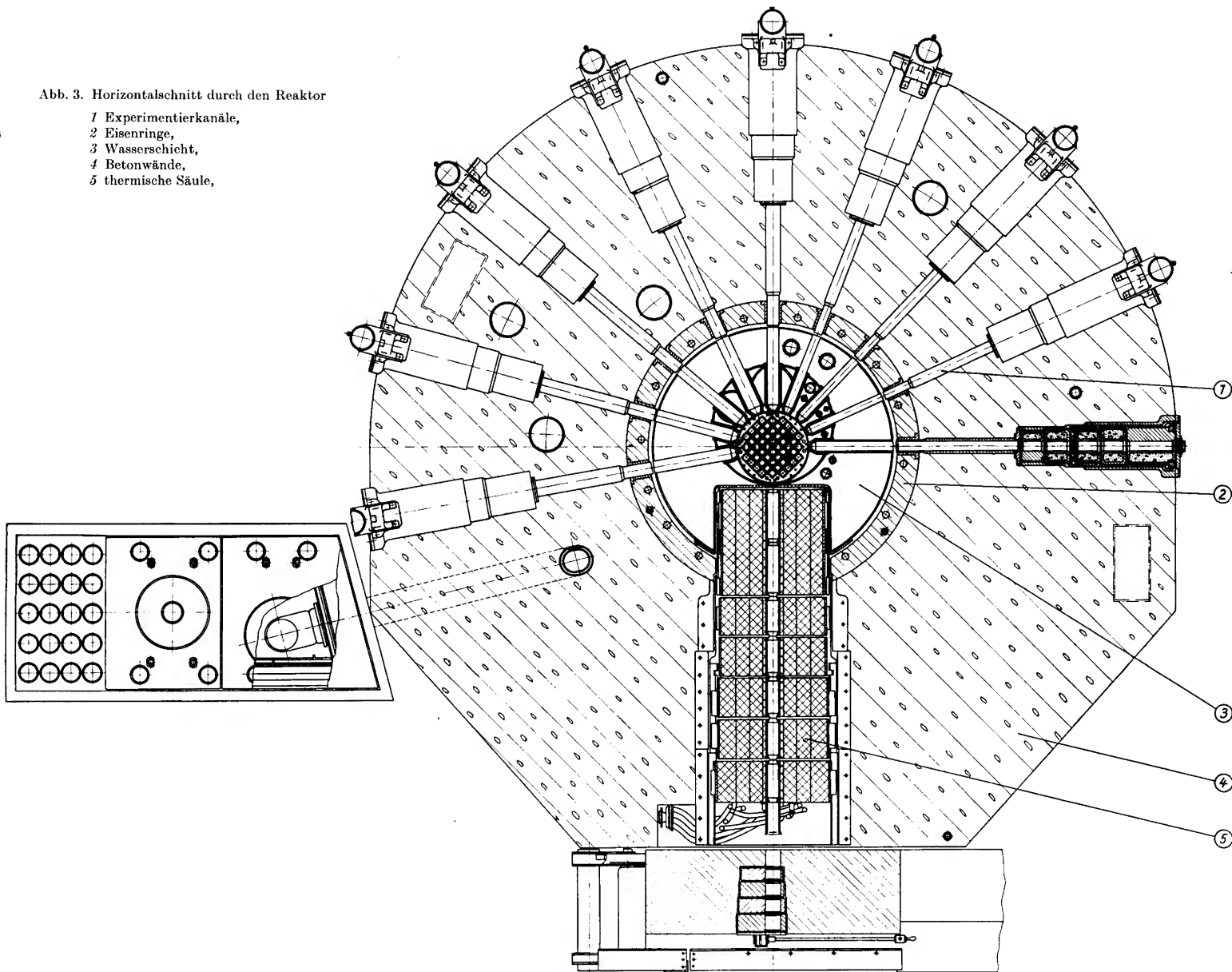
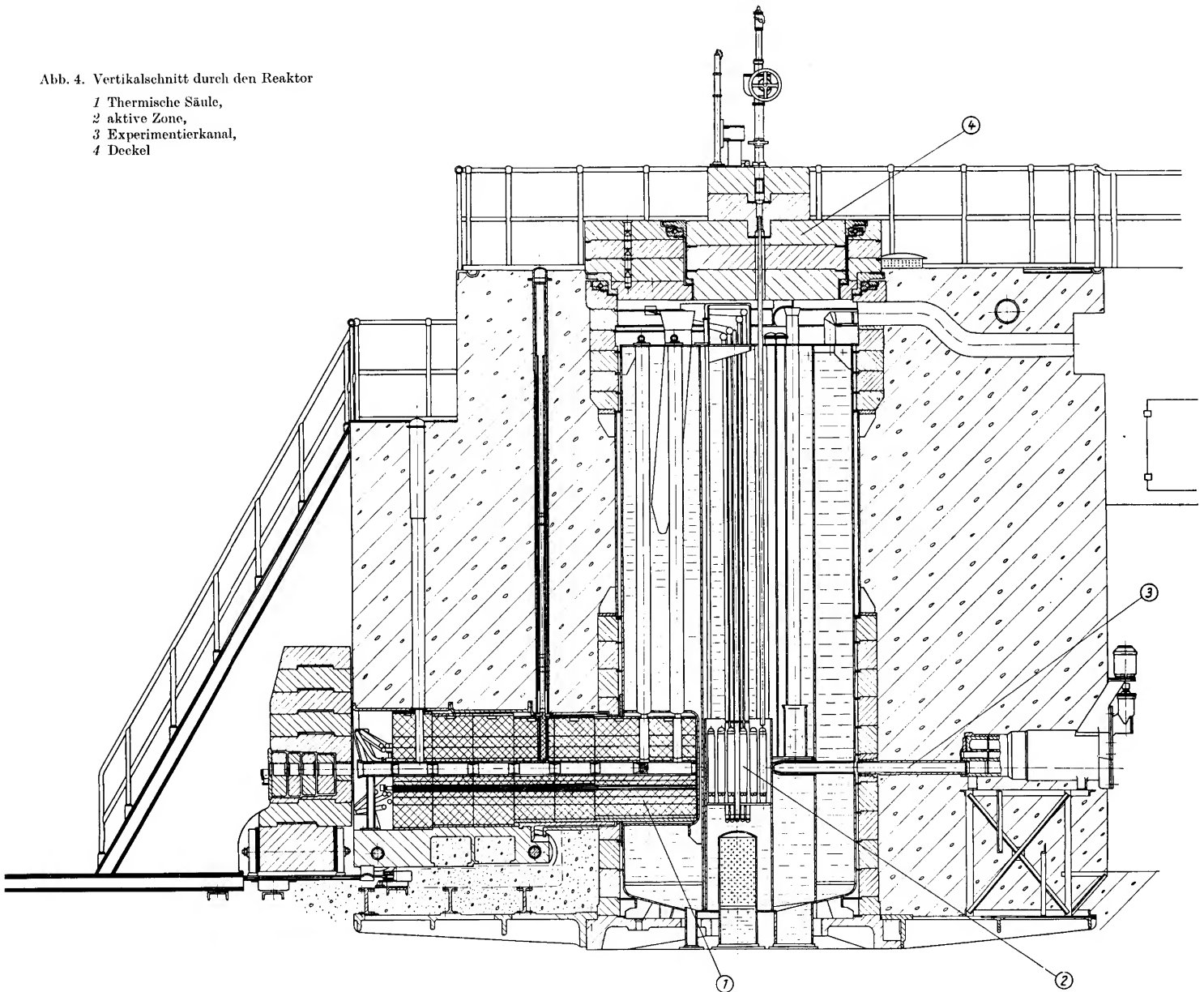


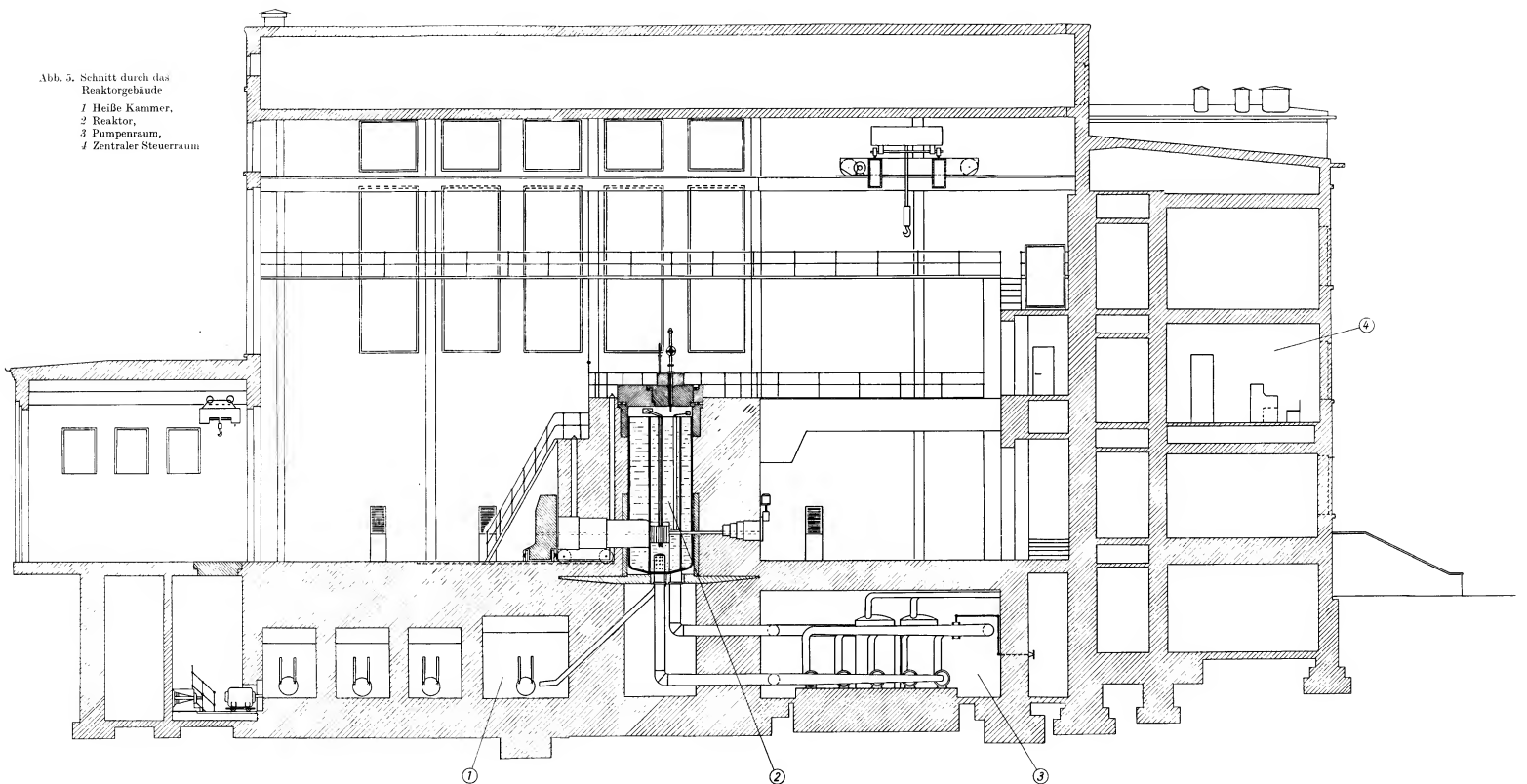
Abb. 4. Vertikalschnitt durch den Reaktor

- 1 Thermische Säule,
- 2 aktive Zone,
- 3 Experimentierkanal,
- 4 Deckel



Sanitized Copy Approved for Release 2010/04/21 : CIA-RDP80T00246A045000160001-4

Abb. 5. Schnitt durch das
Reaktorgebäude
1 Heiße Kammer,
2 Reaktor,
3 Pumpenraum,
4 Zentraler Steuerraum



Sanitized Copy Approved for Release 2010/04/21 : CIA-RDP80T00246A045000160001-4

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 15

Zur allgemeinen Orientierung sei in Abb. 5 noch ein Schnitt durch das ganze Reaktorgebäude gezeigt.

Er zeigt den Pumpenraum mit seinen Strahlenschutzwänden und die heißen Kammern, in welche bestrahlte Werkstoffe oder Behälter mit Isotopen durch eine schräge Röhre geschickt werden können. In diesen Kammern können dann die hochaktiven Materialien mit Hilfe von *Manipulatoren*, welche auf diesem Bild angedeutet sind, gehandhabt werden. In der ersten Kammer befindet sich eine Werkbank, die von außen bedient werden kann, und auf der die Proben

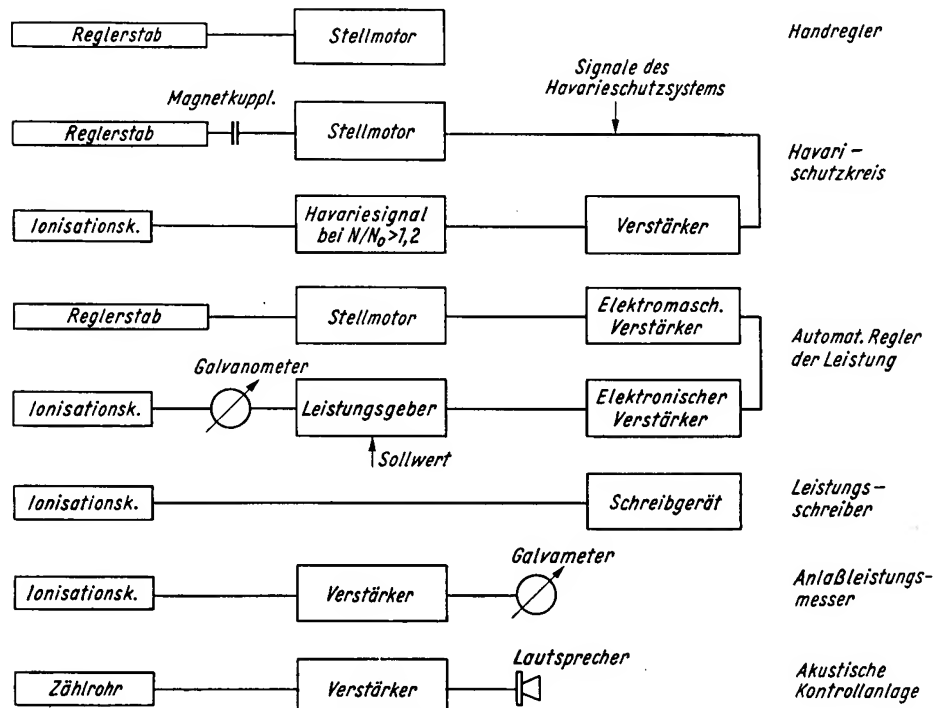


Abb. 6. Schema des Steuerungs- und Schutzsystems

zerteilt oder abgedreht werden können. In den anschließenden Zellen können dann die Werkstoffe hinsichtlich ihrer Veränderungen durch Bestrahlung weiter untersucht werden. Je nach der speziellen apparativen Ausrüstung einer heißen Kammer können hier metallographische, mechanische, elektrische oder wärme-physikalische Eigenschaften gemessen werden, oder es können auch chemische Arbeiten durchgeführt werden. Ohne diese heißen Kammern wären die Forschungsmöglichkeiten, welche der Reaktor auf den Gebieten der Isotopenherstellung, der Werkstoffuntersuchungen für den Reaktorbau und auf dem Gebiet der Festkörperforschungen bietet, überhaupt nicht auszunutzen.

Auf Abb. 6 ist das Schema des Steuerungs- und Schutzsystems unseres Reaktors wiedergegeben. In der aktiven Zone befinden sich die Meß- und Steuerungs-

organe — *Ionisationskammern* und *Regelstäbe* —, am Reaktorkopf die Stellmotoren für die Bewegung der Regelstäbe bzw. der Ionisationskammern (sofern sie beweglich sind) und die *Lagegeber*, welche die Umdrehungen der Rollen, die die Seilzüge für Stäbe und Kammern auf- und abwickeln, auf die Zifferblätter am Schaltpult übertragen. Alle übrigen Apparate sind entweder an Pult oder Schalttafel im Steuerraum oder auf den Gestellen im Nebenraum untergebracht. Wir wollen hier nur die Elemente des automatischen Reglers betrachten: Je nach dem Leistungsniveau des Reaktors fließt jeweils der Strom einer der beiden Ionisationskammern über ein Galvanometer, welches die Kontrolle der Leistung gestattet, zu einem *Leistungsgeber*. In ihm wird der Ionisationsstrom mit einem Strom, welcher dem Sollwert der Leistung entspricht, verglichen und eine Spannung erzeugt, welche der Differenz dieser beiden Ströme proportional ist. Diese Spannung wird zunächst durch einen elektronischen Verstärker und dann weiter durch einen Elektromaschinenverstärker so weit verstärkt, daß sie für den Antrieb des Stellmotors, welcher den Regelstab je nach Vorzeichen der Spannung aufwärts oder abwärts bewegt, ausreicht. Der Regelstab wird also dann in Ruhe bleiben, wenn der Ionisationsstrom die Größe des Sollwertes hat, andernfalls sich so bewegen, daß der Reaktor auf den durch den Sollwert vorgegebenen Leistungswert kommt.

Im folgenden möchte ich dazu übergehen, einen kurzen Überblick über die Forschungsmöglichkeiten an unserem Reaktor und die bereits zur Bearbeitung vorbereiteten Entwicklungsaufgaben zu geben. Diese sind in großen Zügen in den folgenden 10 Hauptthemen zusammenzufassen:

1. Messung von Wirkungsquerschnitten mit monochromatischen Neutronen, die mit Hilfe *mechanischer Selektoren* oder *Kristall-Monochromatoren* erhalten werden können.
2. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete der *Neutronen-Optik*.
3. Untersuchungen der Gammastrahlung, die beim *Neutroneneinfang* vom Kern ausgestrahlt wird, mittels *magnetischer* und *Szintillations-Spektrometer*.
4. Experimente mit starken Strahlen von Spalt-Neutronen.
5. Messung von Neutronen-Charakteristiken verschiedener Stoffe (*Diffusionslänge*, *Bremslänge*), die für den Reaktorbau in Frage kommen; also Gewinnung der Daten zur Berechnung eines Kernreaktors.
6. Messung der effektiven *Spaltneutronenzahl*; Bestimmung von *Resonanzintegralen* für verschiedene Elemente und Isotope.
7. Herstellung *radioaktiver Isotope*, die für die Anwendung auf verschiedenen Gebieten der Wissenschaft und Technik bestimmt sind.
8. Untersuchung der Wirkung von Neutronen- und Gamma-Strahlung auf die Eigenschaften verschiedener Stoffe.
9. Untersuchung der Strahlenwirkung auf lebende Organismen.
10. Versuche zum Strahlenschutz.

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 17

Von dem vorliegenden Themenkomplex ist bereits ein erheblicher Teil vorbereitend in Angriff genommen worden. Hierzu seien nur einige Beispiele näher besprochen:

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von Neutronen definierter Energien mit Atomkernen dient das *Neutronen-Flugzeitspektrometer*. Die gesamte Apparatur besteht aus drei Teilen: dem mechanischen Selektor, dem Auffänger und dem Analysator, der die Neutronen entsprechend ihren Laufzeiten registriert. Auf Abb. 7 ist der mechanische Selektor schematisch dargestellt.

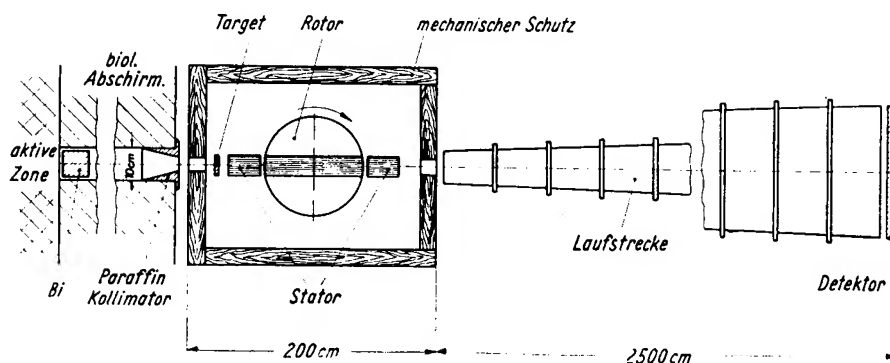


Abb. 7. Neutronen-Flugzeitspektrometer
schematische Darstellung des mechanischen Selektors

Die Neutronen treten aus der aktiven Zone des Reaktors durch einen Kanal in der Betonabschirmung aus und treffen auf den Rotor des mechanischen Selektors, welcher mit einer Umdrehungszahl von 15300 U/min rotiert. Bei horizontaler Stellung des Schlitzes in diesem Rotor wird jeweils ein Neutronenbündel hindurchgelassen, welches eine bestimmte Länge entsprechend einer Öffnungsdauer von $1\mu\text{s}$ hat. Diese Neutronen treten nun in die „Laufstrecke“, ein evakuiertes Rohr von ca. 25 m Länge, ein. Auf dem Wege durch dieses Rohr zieht sich das ursprünglich sehr kurze Bündel auf Grund der verschiedenen Fluggeschwindigkeit der Neutronen relativ stark auseinander, so daß also die Neutronen verschiedener Geschwindigkeiten zu verschiedenen Zeiten am Detektor eintreffen und einzeln registriert werden können. Der Detektor wird durch ein BF_3 -Zählrohr dargestellt, welches bereits in eigener Entwicklung hergestellt wurde. Er ist angeschlossen an eine besondere elektronische Apparatur, den sogenannten *100-Kanal-Flugzeitanalysator*, dessen Blockschaltbild in Abb. 8 zu sehen ist.

Die eigentliche Registriereinrichtung besteht aus einer *Matrix* aus 100 Koinzidenzstufen mit mechanischen Zählwerken, von denen jedes 10000 Impulse speichern kann. Alle diese Stufen werden nacheinander für eine kurze Zeit für die Registrierung eines Impulses freigegeben. Diese Aufnahmebereitschaft wird durch Impulse gesteuert, welche durch die Schwingung eines Quarz-Oszillators von 1 MHz geliefert werden. Der zeitliche Abstand zweier Impulse beträgt also

$1\text{ }\mu\text{s}$, so daß jeder Kanal, sofern der Quarzsender schwingt, für $1\text{ }\mu\text{s}$ geöffnet ist. Die Einschaltung des Oszillators erfolgt durch einen elektrischen Kontakt, welcher am mechanischen Selektor angebracht ist. Durch eine Verzögerungsschaltung wird die Registrierbereitschaft der Zählerstufen dann hergestellt, wenn die Laufzeit der schnellsten zu registrierenden Neutronen vorüber ist. Auf diese Weise kann ein Energiebereich von 10 eV bis 10 keV überstrichen werden. So kann man zunächst das ungestörte Spektrum der aus dem Versuchskanal austretenden Neutronen aufnehmen. Bringt man dann einen zu untersuchenden Stoff in den

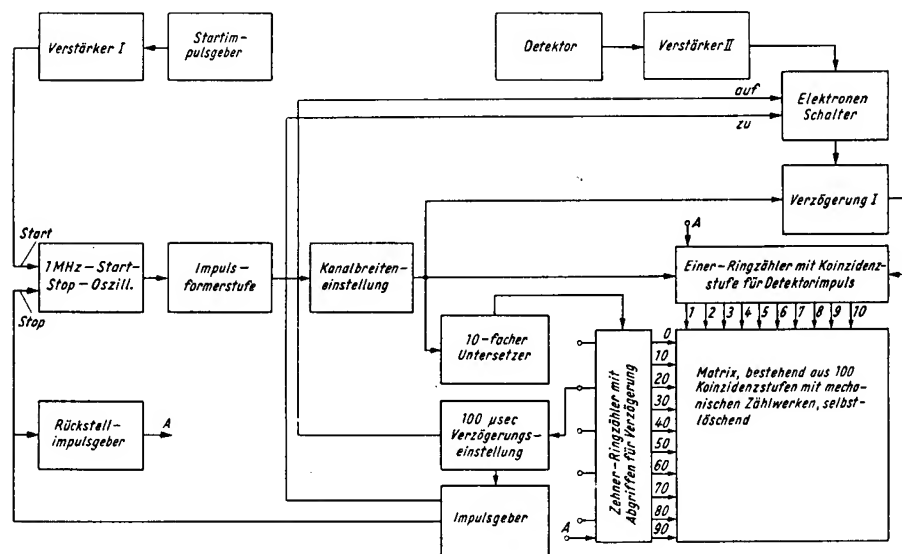


Abb. 8. 100-Kanal-Flugzeitanalysator, Blockschaltbild der elektronischen Anlage

Strahl hinein, so erkennt man sofort, in welchem Maße die Neutronen der verschiedenen Energien aus diesem Spektrum herausabsorbiert werden; mit anderen Worten, man findet die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie für die entsprechende Neutronenreaktion.

Bei diesen Versuchen ist die Intensität des Neutronenstrahles von großer Bedeutung. Nach unseren Berechnungen ist bei einem Neutronenstrom von $10^8\text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ nur etwa ein Impuls pro Sekunde und Kanal zu erwarten. Will man also eine ausreichende Zahl von Impulsen in jedem Kanal registrieren, so kommt man auf Meßzeiten von etwa einem Tag. Es ist notwendig, sich auf eine solche Zeit zu beschränken, da bei mehrtägiger Versuchsdauer unter Umständen Schwierigkeiten bei der Konstanzhaltung der Strahlintensität eintreten. Ein Reaktor mit kleiner Leistungsdichte ist also für derartige Messungen nur schlecht geeignet. Durch diese Apparatur wird der hohe Stand und die Bedeutung elektronischer Hilfsmittel in der heutigen experimentellen Kernforschung sehr gut illustriert.

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 19

Ein anderes Forschungsthema ist die Untersuchung der γ -Strahlung, welche bei dem Neutroneneinfang von verschiedenen Kernen ausgestrahlt wird. Abb. 9 zeigt eine Apparatur, welche ein wichtiges Hilfsmittel bei solchen Untersuchungen darstellt: ein *magnetisches Spektrometer*, und zwar vom Typus des *Compton-Spektrometers*.

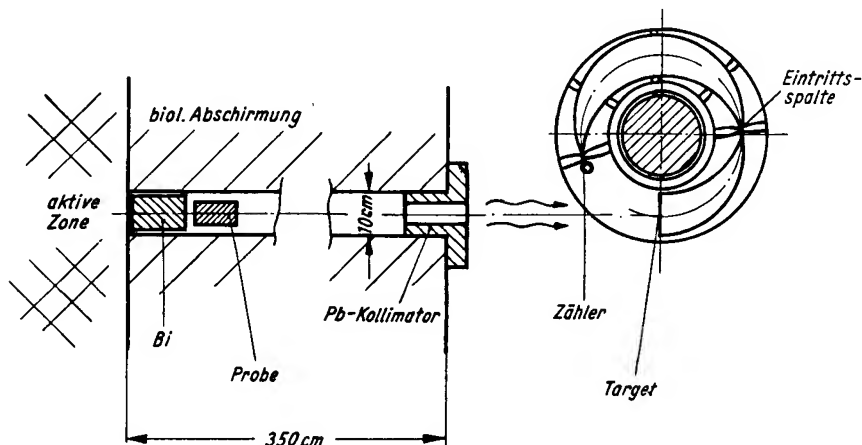


Abb. 9. Compton-Spektrometer

Die zu bestrahlende Probe befindet sich innerhalb eines Experimentierkanals hinter einem Wismutblock, welcher die bei der Untersuchung störende γ -Strahlung aus dem Reaktor abschirmt. Die durch den Neutroneneinfang in der Probe ausgelöste γ -Strahlung tritt durch einen Blei-Kollimator auf ein Zellophan-Target, in welchem sie *Compton-Elektronen* auslöst, deren Energie der einfallenden γ -Strahlungsenergie proportional ist. Dieses Target befindet sich bereits im Feld des Magneten, der die Elektronen nach ihrer Geschwindigkeit analysiert, indem je nach Stärke des Magnetfeldes eine Fokussierung von Elektronen bestimmter Energie am Orte des Zählers stattfindet. Im einfachsten Fall kann so die Energie der γ -Strahlung und damit die Struktur des Kernschemas untersucht werden. In komplizierteren Versuchen besteht die Möglichkeit, weitere Aussagen über die Niveauparameter Spin und Parität angeregter Zustände von Kernen zu erhalten.

Ein anderer Typ eines γ -Spektrometers ist das *Szintillations-Spektrometer*, welches für Untersuchungen auf dem gleichen Arbeitsgebiet eingesetzt werden kann. Das Gerät besteht aus einem *Fotovervielfacher*, welcher mit einem geeigneten Kristall, dem „Szintillator“, verbunden ist, und einem elektronischen Gerät, dem *Impulshöhen-Analysator*. Im Kristall werden durch ein einfallendes γ -Quant Elektronen ausgelöst, welche ihre Energie in Form gewöhnlichen Lichts wieder abgeben. Der Fotovervielfacher gibt einen Stromimpuls, welcher der Energie des einfallenden γ -Quants proportional ist, der Analysator registriert die Häufigkeit der Impulse verschiedener Größe in einer Reihe von Kanälen. Wir haben zunächst ein *Einkanal-Spektrometer* fertiggestellt, in welchem die verschiedenen

Energieintervalle zeitlich nacheinander vermessen werden, wobei die Aufzeichnung automatisch erfolgt.

Die Abb. 10 zeigt das auf diese Weise aufgenommene Spektrum einer Kobalt-60-Quelle, in welchem die bekannten γ -Linien der Energien 1,17 und 1,33 MeV zu erkennen sind. Das Szintillations-Spektrometer zeichnet sich gegenüber dem vorher erwähnten magnetischen Spektrometer durch größere Empfindlichkeit aus, hat aber dafür ein geringeres Auflösungsvermögen.

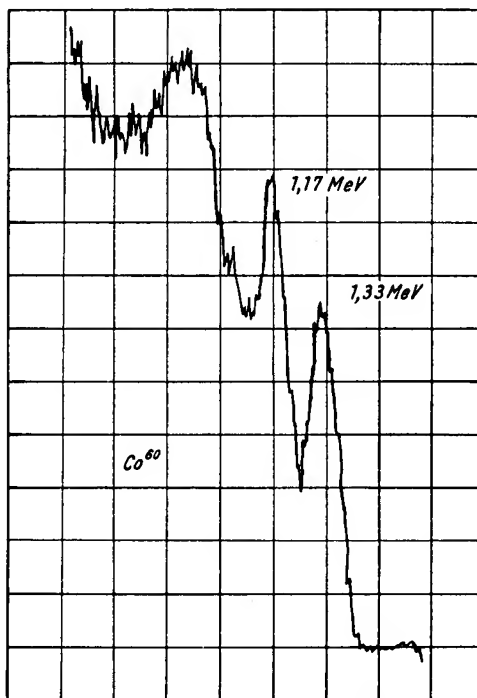


Abb. 10. Spektrum einer Kobalt-60-Quelle
Aufgenommen mit einem Einkanal-Szintillationsspektrometer

Als nächste Ausnutzungsmöglichkeit unseres Forschungsreaktors möchte ich das neue und interessante Gebiet der *Neutronenbeugung* an Kristallen erwähnen. Die große Intensität des Neutronenstrahles, welche ein Reaktor zu liefern vermag, legte den Gedanken nahe, Beugungsversuche anzustellen und zur Strukturforschung auszunutzen — in weitgehender Analogie zu den bei Röntgenstrahlen seit langem bekannten Methoden. Dabei ergeben sich in einigen Fällen, bei denen die Methode der Röntgenstrahlen schlechte Ergebnisse liefert oder ganz versagt, eine Reihe beachtlicher neuer Forschungsmöglichkeiten. Insbesondere trifft dies zu bei Untersuchung der Lokalisierung von Wasserstoffatomen, an denen die Neutronen naturgemäß besonders stark gestreut werden, und bei der Untersuchung von Überstrukturen, bei denen sich die Streufähigkeit der verschiedenen

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 21

Metallatome für Röntgenstrahlen nur wenig unterscheiden. Auf Grund der Tatsache, daß das Neutron ein magnetisches Moment besitzt, hängt seine Streuung, im Gegensatz zu der der Röntgenstrahlung, auch vom magnetischen Moment der Atomkerne ab, so daß man mit Hilfe der *Neutronenbeugung* magnetische Strukturen von Werkstoffen aufklären kann.

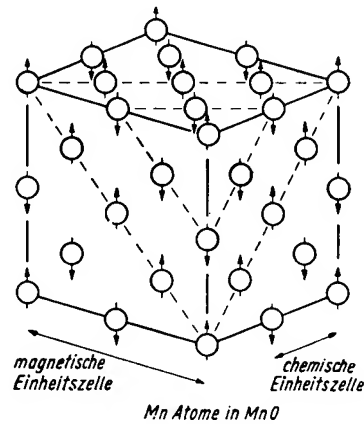
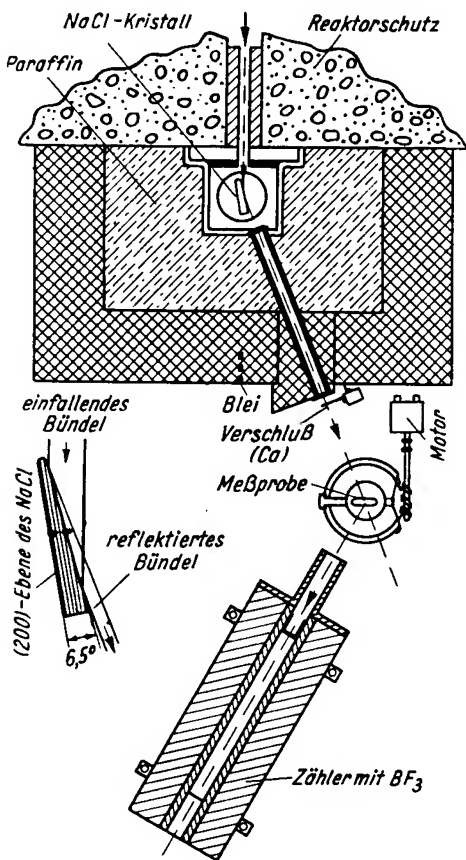


Abb. 12

Magnetische Struktur des MnO-Kristalls
(nach C. G. SHULL, W. A. STRAUER
u. E. O. WOLLAN.)

Abb. 11

Prinzipieller Aufbau einer Apparatur
zur Untersuchung der Neutronenbeugung
an Kristallen
(Drehkristallmethode nach BRAGG)
Links ist das monochromatisierende Kristall
vergrößert herausgezeichnet
(nach E. O. WOLLAN u. C. G. SHULL.)

Die Abb. 11 zeigt den Aufbau einer solchen Beugungsapparatur schematisch. Im Prinzip arbeitet sie nach der *Drehkristallmethode* von BRAGG. Als Detektor wird hier ein langes *Bor-Zählrohr* verwendet, das jeweils um den doppelten Winkel als der reflektierende Kristall gedreht wird. Der Aufwand ist bei dieser Methode wesentlich größer als bei der Röntgenapparatur, so daß sich ihre Anwendung nur dann empfiehlt, wenn wirklich neue Ergebnisse erzielt werden können.

In Abb. 12 ist eine interessante magnetische Struktur dargestellt, wie sie durch *Neutronenbeugung* nachgewiesen werden konnte. Es handelt sich um einen MnO-Kristall, dargestellt sind hier nur die Mn-Atome. Die Spins benachbarter

Metallatome sind hier, im Gegensatz zum Ferromagnetikum, nicht parallel, sondern antiparallel eingestellt, was durch die Bezeichnung *antiferromagnetische Struktur* zum Ausdruck kommt.

Da die verschieden orientierten Atome sich bzgl. der Streuung wie verschiedene Atome verhalten, ergibt sich eine *magnetische Elementarzelle*, welche doppelt so groß ist wie die bei der Röntgenbeugung; das heißt, es ergeben sich im Beugungsbild zusätzlich Reflexe auf Grund der magnetischen Struktur. Dies ist ein besonders einfaches und anschauliches Beispiel. Im allgemeinen ergeben sich kompliziertere Bilder. Auf dem Gebiete der *Neutronenbeugung* werden Wissenschaftler aus mehreren Instituten unserer Republik als Gäste am Reaktor arbeiten, wobei unter anderem auch Untersuchungen an Ferriten, die eine zunehmende technische Bedeutung haben, geplant sind. Damit sind wir bereits in das Gebiet der Werkstoffforschung und Festkörperphysik hineingekommen, welches natürlich ein breites Anwendungsgebiet unseres Forschungsreaktors darstellt. Auf Einzelheiten hierzu möchte ich hier nicht eingehen, da Herr Dr. THÜMLER hierüber anschließend vortragen wird.

Neben dem Reaktorinstitut gehört zum Zentralinstitut noch ein Bereich „Radiochemie“, in dem unter anderem all die Arbeiten durchgeführt werden, welche mit der Erzeugung von radioaktiven Isotopen zusammenhängen. Die Bestrahlung der entsprechend vorbereiteten Stoffe erfolgt im Inneren und am Rande der aktiven Zone des Reaktors. Zum Themenkomplex der Radiochemie gehören unter anderem auch Chemie der *Spaltprodukte* und des *Plutoniums*, *Strahlungschemie*, *Aktivierungsanalyse* und Probleme der Beseitigung *radioaktiver Abfälle*.

In enger Beziehung zu den neutronenphysikalischen Arbeiten, von denen ich Ihnen nur wenige Beispiele anführte, stehen die Entwicklungen auf dem Gebiete der *Reaktorphysik* und *Reaktortechnik*. Hierzu noch einige Bemerkungen:

Das erste Atomkraftwerk unserer Republik wird mit einem Druckwasserreaktor ausgerüstet sein, welcher nach dem gleichen Prinzip arbeitet wie unser Forschungsreaktor — mit dem einzigen Unterschied, daß bei diesem Abmessungen der aktiven Zone kleiner sind, die Anreicherung des Urans höher und die Betriebstemperatur in der aktiven Zone niedriger liegt. Die physikalischen Prozesse im Atomkraftwerksreaktor zeigen deshalb eine große Ähnlichkeit mit denen in unserem Forschungsreaktor und es eröffnen sich daraus sehr günstige Perspektiven für die Untersuchung von Vorgängen, die für den Ablauf des Prozesses im Atomkraftwerk von Bedeutung sind, in unserem Forschungsreaktor. Insbesondere erfordert der Prozeß des Ausbrandes, das heißt des Verbrauchs des Urans, der Bildung des Plutoniums und der Schlacken im Kernreaktor eine ständige rechnerische Kontrolle. Ein großer Teil der Ausgangsdaten für solche Rechnungen kann und soll durch Messungen an unserem Forschungsreaktor gewonnen werden. Im Zusammenhang damit eröffnen sich auch Möglichkeiten zur Ermittlung von günstigen Abänderungen der Parameter des Uran-Wasser-Gitters, zum Beispiel in bezug auf Anreicherung des Urans, Durchmesser und Abstand der Uranstäbe voneinander gegenüber der zur Zeit festgelegten Konstruktion. Wir können so-

Über den Forschungsreaktor der DDR und seine Ausnutzungsmöglichkeiten 23

wohl daran denken, in die aktive Zone unseres Reaktors Versuchskassetten einzubauen, als auch einen sogenannten *unterkritischen Reaktoraufbau* als Modell eines neu zu konstruierenden Reaktors an die thermische Säule unseres Forschungsreaktors anzuschließen und durch Messung des Neutronenflusses in ihm die kritischen Daten und andere experimentell zu bestimmen. Auf diese Weise kann die Genauigkeit der vorher durchgeführten Berechnungen überprüft und die für die Praxis notwendige Korrektur an den Rechnungen angebracht werden.

Für die weitere Entwicklung ist auch der Typ des *homogenen* Reaktors von Interesse. Wir haben eine Reihe von Problemen des homogenen D₂O-Reaktors theoretisch untersucht und sind zu einigen interessanten Ergebnissen gekommen. Auch diese Ergebnisse wären durch Experimente in unserem Reaktor zu überprüfen, wenn an eine praktische Ausnutzung der theoretisch gewonnenen Resultate herangegangen werden sollte.

Ich hoffe, Ihnen durch meine Ausführungen einen gewissen Einblick in die physikalischen und technischen Einzelheiten unseres Forschungsreaktors und die durch ihn gebotenen Möglichkeiten für Forschung und Entwicklung gegeben zu haben. Ich hoffe, daß der heutige Tag, der Tag der offiziellen Inbetriebnahme unseres Reaktors, der Beginn einer neuen fruchtbaren Zusammenarbeit der Wissenschaftler und Techniker der verschiedensten Fachrichtungen aus unserer Republik auf den mannigfaltigen Gebieten der friedlichen Erforschung der Atomenergie und aller für die technische Entwicklung wichtigen Anwendungen der Kernphysik sein wird, und ich bin davon überzeugt, daß die Früchte dieser Arbeit auch vielen anderen Zweigen der Wissenschaft und der Technik, die bisher nichts mit der Kernphysik zu tun hatten, unmittelbar oder mittelbar zugute kommen werden.

Unsere erfolgreiche Arbeit auf dem Gebiete der Ausnutzung der Atomenergie für friedliche Zwecke soll am Ende aber nicht nur eine Verbesserung des Lebens unseres Volkes bringen, sondern auch die Förderung der guten Beziehungen zwischen den Menschen der verschiedenen Länder, und damit einen Beitrag zur Erhaltung und Sicherung des Friedens liefern.

**Übersicht über die Merkmale und wichtigsten technischen Daten
des Forschungsreaktors WWRS**

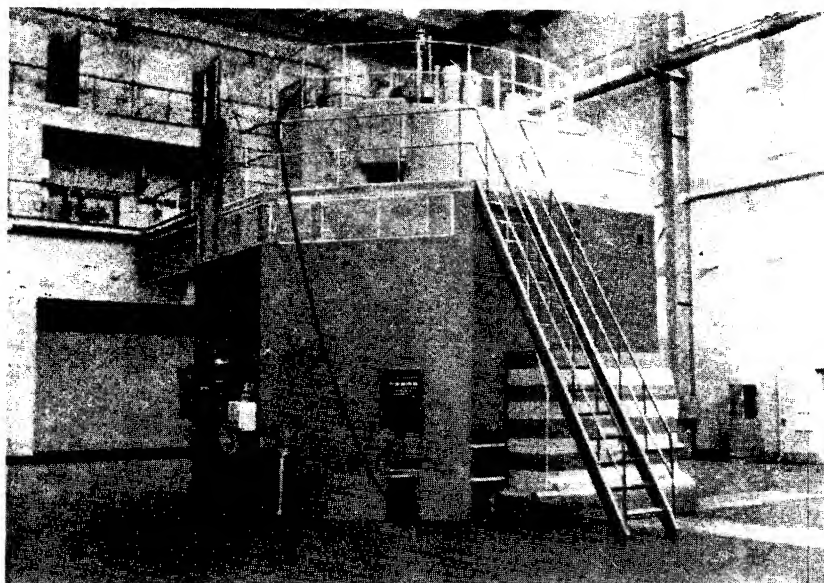
Allgemeine Charakteristik des Reaktors

Typ:	WWR-S, heterogen, thermisch
Brennstoff:	Uran auf 10% an U^{235} angereichert
Konstruktionsmaterial:	Aluminium und nichtrostender Stahl
Kühlmittel:	destilliertes Wasser
Moderator:	dto.
Reflektor:	dto.
Biologischer Schutz:	destilliertes Wasser, Gußeisen und Spezialbeton
Leistung:	maximal 2000 kW
Neutronenfluß (thermisch):	im Mittel $1 \cdot 10^{13} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ maximal $2 \cdot 10^{13} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$
Beschickung:	kritische Masse 3,2 kg U^{235} erste Beschickung 4,6 kg U^{235} maxim. Beschickung 6 kg U^{235}

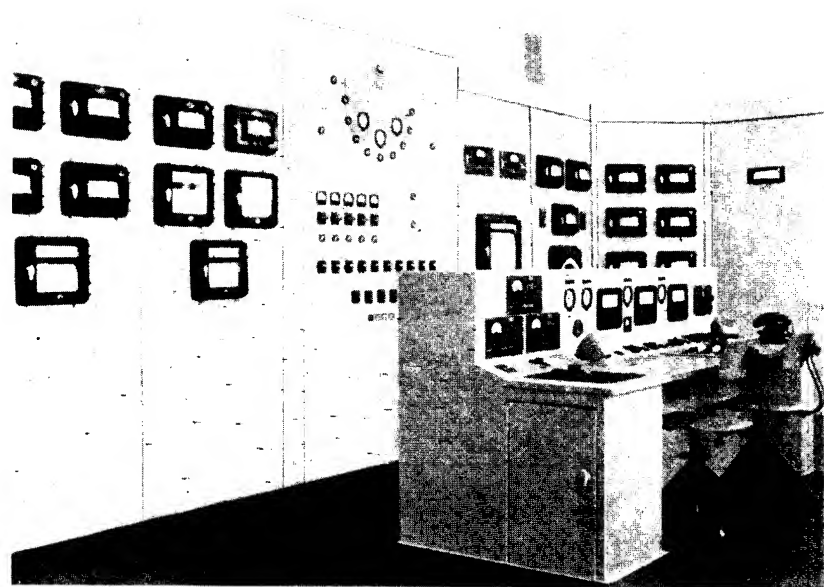
Die wichtigsten technischen Daten

Abmessung der aktiven Zone:	0,5 m Dmr. \times 0,5 m
Destillatdurchflußmenge im ersten Kreislauf:	max. 1000 m ³ /h
Temperaturdifferenz des Ein- und Austrittswassers im ersten Kreislauf:	rd. 2° bei 2000 kW
Mittlere Kühlwassertemperatur im ersten Kreislauf:	35° C
Maximale Oberflächentemperatur an den Stabhüllen:	95° C
Durchflußmenge im Deaeratorekreis:	rd. 180 m ³ /h
Durchflußmenge im Filterkreis:	rd. 10 m ³ /h
Durchflußmenge und Temperaturdifferenz im zweiten Kreislauf für 2000 kW:	bei max. 400 m ³ /h rund 5° C

Tafel 1

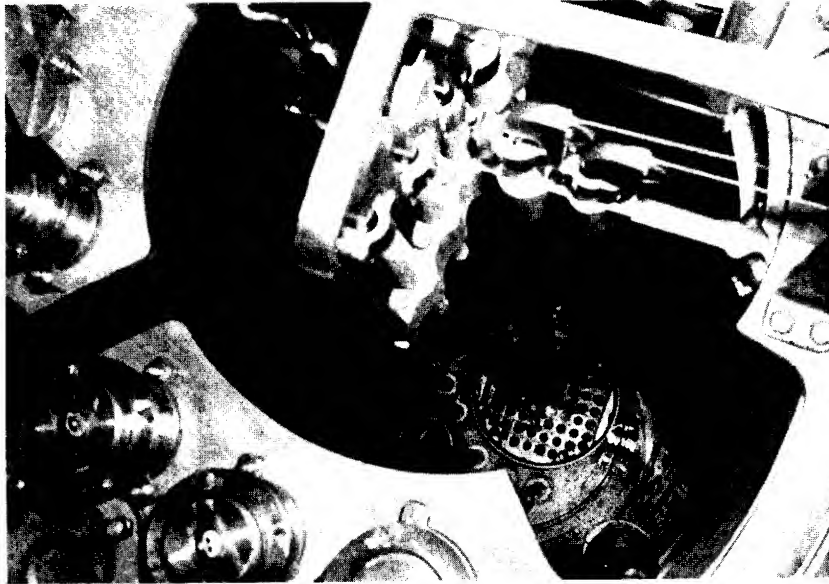


Ansicht des Reaktors



Zentraler Steuerraum

Tafel 2



Innenansicht des Reaktorbehälters



Wärmeaustauscher im Pumpenraum

**Über das Zyklotron des Zentralinstitutes für Kernphysik
und die Forschungsvorhaben im Bereich „Physik der Atomkerne“**

von JOSEF SCHINTLMEISTER

(Vortrag, gehalten in der öffentlichen Sitzung des Wissenschaftlichen Rates
für die friedliche Anwendung der Atomenergie am 16. 12. 1957 in Dresden)

Meine sehr verehrten Damen und Herren!

Im vorhergehenden Vortrag wurde der Reaktor des Zentralinstitutes für Kernphysik behandelt. Das zweite Großgerät des Zentralinstitutes ist ein Zyklotron, welches die bedeutendste kernphysikalische Forschungsapparatur des *Bereiches: „Physik der Atomkerne“* darstellt. In meinem Vortrag möchte ich nun einige Angaben über die technischen Daten des Zyklotrons machen und daran anschließend die Forschungsmöglichkeiten, die sich daraus ergeben, behandeln.

Zunächst erhalten wir einige Auskunft über die Leistungsfähigkeit unseres Beschleunigers aus den Angaben des Herstellers:

Das *Schild*, das am *Magneten* angebracht ist, trägt folgende Beschriftung:

TABELLE 1
Das Schild am Magneten des Zyklotrons
des Zentralinstitutes für Kernphysik
(Übersetzung aus dem Russischen)

Zyklotron Typ Y – 120 – 1	
Fabrik-Nr. 06–56–06, Baujahr 1956	
Energie für α -Teilchen	25,0 MeV
Energie für Deuteronen	12,5 MeV
Durchmesser der Polschuhe des Elektromagneten	1200 mm
Luftspalt	170 mm
Feldstärke des Magneten im Zentrum	14 100 Oerst.
Scheitelspannung an den Duanten	140–150 kV
Abstimmungsbereich der Resonanz- leitung	22–30 m
Pumpleistung der Diffusionspumpen an der Beschleunigungskammer	3000 Liter/sec

Auf Folgendes ist besonders hinzuweisen:

1. Die Polschuhe haben 1,2 Meter Durchmesser. Der Polschuhdurchmesser ist die wichtigste Kenngröße eines Zyklotrons, denn er setzt der maximalen Energie der Teilchen, die beschleunigt werden, die obere Grenze. Man kann allerdings

die Teilchen nicht bis zum äußersten Rand der Polschuhe laufen lassen, da der Wert der magnetischen Feldstärke am Rande zu stark abnimmt. Der für die Beschleunigung ausnutzbare Durchmesser, den man den Rechnungen zu Grunde legen muß, beträgt bei unserem Zyklotron 1,05 Meter.

2. Auf der Tafel ist nur die erreichbare Endenergie von Alphateilchen und Deuteronen eingetragen. Angaben über Protonen fehlen.

Das Prinzip des Zyklotrons zeigt Abb. 1. Ein homogenes Magnetfeld steht senkrecht zur Zeichenebene. Es krümmt in der Zeichenebene liegende Bahnen von Teilchen zu einem Kreis. An zwei flachen halbkreisförmigen Schachteln,

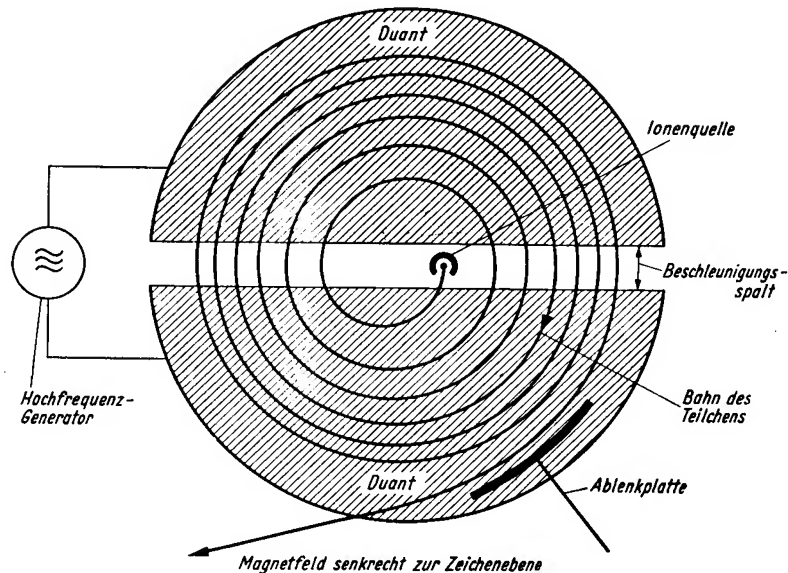


Abb. 1. Schema des Zyklotrons

den Duanten, liegt eine hochfrequente Wechselspannung. Sie wird von einem leistungsfähigen Hochfrequenzgenerator geliefert. Etwa in der Mitte, jedoch nicht genau im Zentrum, werden Ionen erzeugt.

Liegt an den Duanten eine Spannung im richtigen Sinne, so werden die Teilchen beim Passieren des Spaltes beschleunigt und laufen mit erhöhter Geschwindigkeit in den anderen Duanten hinein, in dessen Inneren kein elektrisches Feld vorhanden ist. Wird die Spannung zwischen den Duanten nun umgepolt, so hat dieser Vorgang keinen Einfluß auf das Teilchen, das beim Übertritt vom einen Duanten in den anderen aber wiederum beschleunigt wird. Der Halbkreis, längs dessen sich die Teilchen im Inneren des Duanten bewegen, wird mit wachsender kinetischer Energie immer größer. Die Teilchen laufen schließlich nach vielen einzelnen Beschleunigungsschritten am Rande des Magnetfeldes um.

Für den *nicht relativistischen Fall* berechnet sich die *Endenergie* aus der Überlegung, daß die Kreisbahn dadurch zustande kommt, daß die elektromagnetische Lorentzkraft $Ze v H$ der mechanischen Trägheitskraft mv^2/ρ des Teilchens das Gleichgewicht hält. Ze ist dabei die Ladung des Teilchens, v seine Geschwindigkeit, H die Stärke des Magnetfeldes, ρ der Radius der Teilchenbahn und m die Masse des Teilchens. Aus

$$mv^2/\rho = Ze v H \quad (1)$$

folgt unmittelbar

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{(Ze)^2 (H\rho)^2}{2m}. \quad (2)$$

Wenn wir noch die Masse durch das Atomgewicht A und deren Einheit m_A ausdrücken, und den ausnützbaren Radius der Polschuhe mit R bezeichnen, so gilt mithin:

$$E_{max} = \frac{e^2 (H R)^2}{2 m_A} \cdot \frac{Z^2}{A} = 25,8 \frac{Z^2}{A} \quad (\text{in MeV}) \quad (3)$$

bei $2R = 1,05$ Meter.

Der Polschuhdurchmesser geht also in die Gleichung quadratisch ein. Er bestimmt die maximale kinetische Energie E_{max} der Teilchen.

In der Tab. 2 ist die mit dem Zyklotron des Zentralinstitutes erreichbare Maximalenergie in MeV angegeben. Bei dem Wert 25 MeV für das Proton ist die Zahl 8,5 MeV in Klammern angeschrieben. Wir können nämlich tatsächlich Protonen nur bis zu dieser Endenergie beschleunigen. Es ist dies eine unmittelbare Folge des begrenzten Frequenzbereiches unseres Hochfrequenzsenders. Die Erfüllung der sogenannten *Resonanzbedingung* ist nämlich bei Protonen nur mit herabgesetzter magnetischer Feldstärke möglich; gemäß Gl. (3) wird dadurch aber E_{max} erniedrigt. Allerdings würde auch eine Verdoppelung der Senderfrequenz zunächst keine erheblich größere Energie für Protonen bringen, weil bei diesen Teilchen die relativistische Massenänderung keine weitere Erhöhung von E_{max} mit einem Festfrequenz-Zyklotron gestattet.

TABELLE 2
Maximalenergie der Teilchen im Zyklotron des
Zentralinstitutes für Kernphysik

Teilchen	Z^2/A	E_{max} in MeV	E_{max} pro Nukleon in MeV
p	1	25 (8,5)	25 (8,5)
d	$\frac{1}{2}$	12,5	6,3
α	1	25	6,3
${}^6\text{C}^{12}(4+)$	$1\frac{1}{3}$	33,3	2,8
${}^6\text{C}^{12}(6+)$	3	75	6,3

Die Resonanzbedingung besagt, daß die Zeitdauer für einen Umlauf zu der Frequenz der elektrischen Wechselspannung an den Duanten passen muß. Die Zeitdauer τ für einen Umlauf beträgt

$$\tau = \frac{2 \pi \varrho}{v} = \frac{2 \pi m}{Z e v} . \quad (4)$$

Für die Periodendauer T der Hochfrequenzspannung muß die Bedingung

$$k T = \frac{k}{f} = \tau ; \quad k = 1, 3, 5, \dots (2 n + 1) \quad (5)$$

erfüllt sein, soll der sukzessive Beschleunigungsvorgang stattfinden. Die Frequenz f des Hochfrequenzgenerators beträgt in diesem Falle

$$\frac{f}{k} = \frac{Z e H}{2 \pi m_A A} = 21,6 \frac{Z}{A} \quad (\text{in MHz}) . \quad (6)$$

Damit berechnen sich die in Tab. 3 wiedergegebenen Werte für die Grundfrequenz $k = 1$. Da der Abstimmbereich des Sendersystems unseres Zyklotrons von

TABELLE 3
Die Resonanzbedingung beim Zyklotron des Zentralinstitutes
für Kernphysik

Teilchen	Z/A	Grundfrequenz $k = 1$ in MHz	Bemerkung
p	1	21,6	Bei $H = \frac{H_{max}}{2}$ ist $f = 10,8$ MHz
d	$\frac{1}{2}$	10,8	
α	$\frac{1}{2}$	10,8	
${}^6C^{12(4+)}$	$\frac{1}{3}$	7,2	Bei $k = 3$ und $H = \frac{H_{max}}{2}$ ist $f = 10,8$ MHz
${}^6C^{12(6+)}$	$\frac{1}{2}$	10,8	

10,0 bis 13,6 MHz reicht, kann man bei Protonen und vierfach geladenen Kohlenstoffionen nur etwa die halbe Magnetfeldstärke verwenden, wenn die Resonanzbedingung erfüllt bleiben soll. Bei Kohlenstoff muß man zusätzlich mit $k = 3$ arbeiten. Die erreichbare Endenergie sinkt also bei Protonen auf $\frac{1}{4}$ von 25 MeV. In Wirklichkeit können wir etwas mehr als ein Viertel dieser Energie, nämlich 8 MeV erreichen, da wir ja an der oberen Grenze des Abstimmbereiches des Senders arbeiten können. Strebt man nicht nach der größtmöglichen Protonenenergie, so beschleunigt man Molekülionen des Wasserstoffes H_2^+ und läßt sie durch eine dünne Aluminiumfolie treten. Beim Durchgang durch die Folie wird das Molekel zerlegt und es entstehen zwei Protonen. Deren kinetische Energie beträgt die Hälfte der Energie eines Deuteriumstrahles, nämlich 6,3 MeV. H_2^+ und D^+ haben gleiche Ladung und Masse. H_2^+ -Ionen werden also im Zyklotron genau wie D^+ -Ionen beschleunigt, erlangen also eine Energie von 12,5 MeV.

Mit wachsender kinetischer Energie nimmt die Masse der Teilchen nach den Gesetzen der speziellen Relativitätstheorie zu und damit steigt auch gemäß Gl. (4) die Umlaufsdauer. Von einer gewissen Grenzenergie an ist daher die Resonanzbedingung nicht mehr erfüllt, wenn die Frequenz konstant bleibt. Ein „klassisches“ Zyklotron mit *Festfrequenz* kann also Teilchen nur bis zu einer gewissen Grenze der Energie beschleunigen. Wird die Frequenz durch spezielle Einrichtungen während des Beschleunigungsvorganges erniedrigt, so daß die Resonanzbedingung immer erfüllt bleibt, so nennt man ein solches Gerät ein *Synchrozyklotron*.

Das Verhältnis der tatsächlichen Masse m eines Teilchens mit der kinetischen Energie E_{kin} zur Ruhemasse m_0 beträgt bekanntlich

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{E_{kin}}{m_0 c^2}. \quad (7)$$

Dies folgt aus der relativistischen Schreibweise der kinetischen Energie: $E_{kin} = m c^2 - m_0 c^2$. Daher hat die Umlaufsdauer eines Teilchens im Zyklotron im relativistischen Geschwindigkeitsbereich die Größe

$$\tau = \frac{2 \pi m}{Z e H} = \tau_0 \frac{m}{m_0}, \quad (8)$$

wenn wir mit τ_0 die Umlaufsdauer im nichtrelativistischen Bereich $m = m_0$ bezeichnen.

Eine Beschleunigung mit einem klassischen Festfrequenz-Zyklotron kann nun nach M. E. ROSE (1938) bis zu einem Verhältnis $m/m_0 \simeq 1,0133$ erfolgen. Damit erhält man die in der dritten Spalte der Tab. 4 angegebenen Werte. Die Maximalenergie, die sich mit einem Polschuhdurchmesser des Magneten von 1,05 Meter

TABELLE 4
Die Grenzen des klassischen Zyklotron
und des Zyklotrons des Zentralinstitutes für Kernphysik

Teilchen	m_0 in MeV	E_{Grenze} (relativ.)	E_{max} in MeV bei Magnet mit 1,05 m Polschuh- durchmesser
e	0,501	6,7 keV	—
p	938	12,5 MeV	25
d	1890	25 MeV	12,5
α	3756	50 MeV	25

erreichen läßt, wenn das Gerät gegebenenfalls auch als Synchrozyklotron betrieben wird, ist in der vierten Spalte der Tabelle angeführt. Aus der Tabelle sieht man, daß sich das Zyklotron, wie bekannt, nicht dazu eignet, Elektronen zu beschleunigen. Eine Energie von 6,7 keV kann mit einem einfachen Hochspannungsgerät bequemer erreicht werden. Für Alpha-Teilchen und Deuteronen bleiben wir mit

einem Faktor zwei unter der relativistischen Grenze. Für Protonen könnten wir mit unserem Magneten 25 MeV erreichen, die relativistische Grenze liegt aber schon bei 12,5 MeV. Wenn wir das Zyklotron auf die Beschleunigung von Protonen über 8 MeV umstellen wollten, so müßten wir erstens die Frequenz variabel machen, d. h., das Zyklotron zu einem Synchrozyklotron umbauen, und zweitens außerdem noch die Frequenz des Senders verdoppeln, wie aus Tabelle 3 hervorgeht, um mit maximaler Magnetfeldstärke arbeiten zu können.

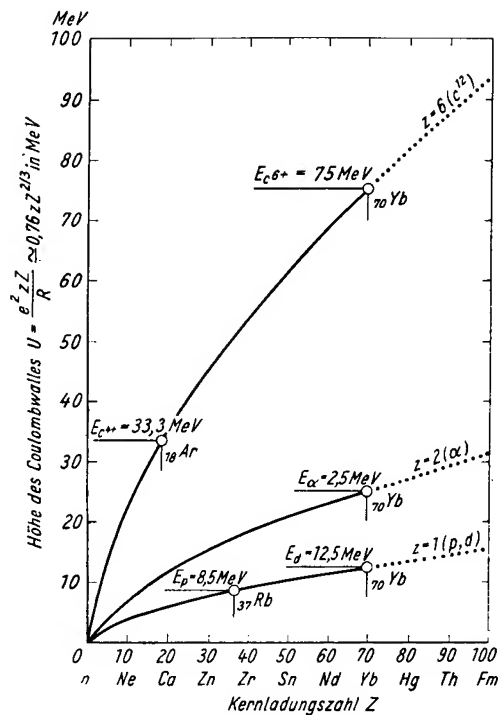


Abb. 2. Die Höhe des Coulombwalles der Kerne für verschiedene Geschosse und Angabe des Bereiches, in dem Kernumwandlungen mit dem Zyklotron des Zentralinstitutes durchgeführt werden können

Für die Beschleunigung von Alpha-Teilchen und Deuteronen sowie von schweren Ionen ist ein solcher Umbau nicht erforderlich. Experimente mit Protonen von größerer Energie als 8 MeV, werden wir daher zunächst in unserem Forschungsprogramm nicht aufnehmen, da sie eine Stilllegung der Maschine für längere Zeit erforderlich machen würden.

Es ist nun zu erörtern, welche physikalisch interessanten und erfolgversprechenden Arbeiten wir mit unserer Anlage durchführen können. Begrenzt sind unsere Möglichkeiten durch das elektrische Feld des zu beschießenden Kernes, das die Geschosse abstößt. Abb. 2 gibt für einige Geschosse die kinetische Energie an, die zur Überwindung des Coulombwalles des Kernes nötig ist. Als

Abszisse ist die Ordnungszahl der Elemente aufgetragen, als Ordinate die Teilchen-Energie zur Überwindung des Walles in MeV. Bei der vorgegebenen maximalen Teilchenenergie können wir also nur diejenigen Kerne umwandeln, die links von der mit einem Kreis markierten Stelle liegen. Es ist vielleicht nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß bei mehrfach geladenen schweren Ionen zwar die Teilchenenergie bedeutend ansteigt, daß aber auch der Coulombwall proportional der Ladung des Geschosses höher wird. Daher können wir z. B. mit ${}_6\text{C}^{12(6+)}$ nur dieselben Kerne wie mit Alpha-Teilchen umwandeln. Der Effekt der größeren Teilchenenergien wird genau kompensiert durch die Erhöhung der abstoßenden Kraft des elektrischen Feldes des Kernes wegen der größeren Teilchenladung. Wir können also mit unserem Zyklotron nur bei rund zwei Drittel der Elemente des periodischen Systems den Coulombwall überwinden und eine Kernumwandlung durchführen.

Wir haben insgesamt *vier Möglichkeiten* für kernphysikalische Untersuchungen:

1. Wir können radioaktive Körper erzeugen und ihren Zerfall untersuchen. Daraus können Angaben über Niveauschemata, Lebensdauer usw. gewonnen werden.
2. Wir können Kernreaktionen untersuchen, bei denen, ausgelöst durch das hineingeschossene Teilchen, augenblicklich ein oder mehrere Teilchen emittiert werden und ein neuer Restkern entsteht. Die Untersuchung derartiger Prozesse liefert Angaben über die Niveaus der Kerne, und zwar über die Anregungsenergie, die Lebensdauer, Parität, Spin und Isobarens핀.
3. Kernreaktionen können zur Erzeugung von Neutronen verwendet werden. Besonders geeignet hierzu ist der Beschuß von Deuterium, Tritium, Lithium, Beryllium und Bor mit Deuteronenstrahlen. Die Intensität der Neutronen ist bei Verwendung des Zyklotrons sehr hoch. Sie entspricht einer Radium-Beryllium-Neutronenquelle mit etwa 100 kg Radium. Allerdings ist die Neutronenerzeugung mit einem Zyklotron sehr unökonomisch, da die Neutronen liefernden Reaktionen bereits bei verhältnismäßig niedrigen Energien der Deuteronen gute Ausbeute liefern.
4. Auch an den Kernen, deren Coulombschwelle wir nicht überwinden können, sind Experimente durchführbar. Wir können an ihnen die sogenannte Coulombanregung messen. Bei dieser bleibt das Geschöß außerhalb des Wirkungsbereiches der spezifischen Kernkräfte. Eine Wechselwirkung mit dem Kern tritt nur über das elektromagnetische Feld ein. Die Kerne werden dabei nicht umgewandelt, sondern in Rotation versetzt. Die Coulombanregung gibt interessante Aufschlüsse über Rotationsniveaus der Kerne und erlaubt damit, auf die geometrische Gestalt der Kerne zu schließen. Beispielsweise existieren bei genau kugelförmigen Kernen keine Rotationsniveaus.

Auf Grund der bestehenden Möglichkeiten sind unter Berücksichtigung der Daten des Zyklotrons für unsere künftige Arbeit zwei Hauptgebiete ausgewählt worden, nämlich die Untersuchung radioaktiver Körper und die Untersuchung von Kernprozessen.

Im Einzelnen wollen wir aus diesen beiden Gebieten folgende Problematik behandeln:

a) Radioaktive Körper

Dieses Forschungsthema umfaßt die Aufklärung von Zerfallsschemata radioaktiver Kerne und der Energieniveaus der Folgekerne sowie die Untersuchung weiterer charakteristischer Eigenschaften der Kernniveaus und der Übergänge, die über den Aufbau und den Zerfallsmechanismus dieser Kerne Aufschluß geben. Diese Daten sollen mit Hilfe der *Spektroskopie der β -, γ - und Röntgenstrahlung* gewonnen werden. Obwohl auf diesem Gebiet schon viel gearbeitet wurde und manche *Zerfallsschemata* aufgeklärt sind¹⁾, gibt es noch viele radioaktive Isotope, von denen wir sie noch nicht genau kennen oder für die einander widersprechende Angaben vorliegen. Selbst bei einem in der Medizin so oft verwendeten Isotop, wie dem J^{131} , ist das Zerfallsschema, obwohl es relativ einfach ist, noch nicht in allen Einzelheiten festgelegt. Noch viel weniger sind die komplizierten Zerfallsschemata von radioaktiven Kernen mit *beinahe abgeschlossenen Nukleonenschalen* völlig bekannt. Ein Beispiel dafür ist das Thallium $^{208}_{81}$, das ThC'' . Thallium besitzt 81 Protonen im Kern. Mit einem Proton mehr, nämlich 82, wäre eine abgeschlossene Protonenschale erreicht. Dieses Fehlen von einem Proton bewirkt zahlreiche Effekte, von denen der auffälligste der Linienreichtum der γ -Spektren ist.

An der Untersuchung derart komplizierter Spektren und der Aufstellung der Schemata arbeiten an verschiedenen Stellen der Welt größere Forschergruppen mit speziell dafür entwickelten Meßapparaturen. Als Beispiel, wie linienreich ein mit hoher Auflösung gemessenes Spektrum sein kann, zeigt Abb. 3 einen Ausschnitt und zwar den Energiebereich von 55 bis 300 keV aus dem β -Spektrum eines Gemisches der Pb-Isotope 197, 198 und 199. Blei hat zwar mit $Z = 82$ eine abgeschlossene Protonenschale, eine abgeschlossene Neutronenschale wäre jedoch erst mit 128 Neutronen, also bei einem Blei der Massenzahl 210 erreicht. Die genannten Bleiisotope stehen also kurz vor dem Abschluß einer Neutronenschale.

Zur Untersuchung der Beta- und Gammastrahlung benötigen wir einige Typen von *Betaspektrometern*. Beispielsweise geht bei sogenannten Crossover-Übergängen der Kern von einem höher angeregten in einen weniger angeregten Zustand über, wobei ein oder mehrere Kernniveaus übersprungen werden. Die zugehörige Gammastrahlung ist meist sehr schwach. Um solche Übergänge feststellen zu können, benötigt man ein Spektrometer *hoher Lichtstärke*, das Auflösungsvermögen ist dabei weniger wichtig. Andererseits gibt es Fälle, bei denen Gammalinien beinahe zusammenfallen. Hier ist es nötig, ein Beta-Spektrometer mit *extrem gutem Auflösungsvermögen* einzusetzen. Abb. 4 gibt ein Beispiel, wie erst mit steigender Schärfe der Linien Klarheit über das Gammaspektrum zu er-

¹⁾ Eine umfassende Zusammenstellung der Literaturangaben hierüber, die bis zum 1. 1. 1958 reicht, erscheint im September 1958 im Akademie-Verlag Berlin unter dem Titel: KUNZ-SCHINTLMEISTER: „Tabellen der Atomkerne“, 4 Bde.

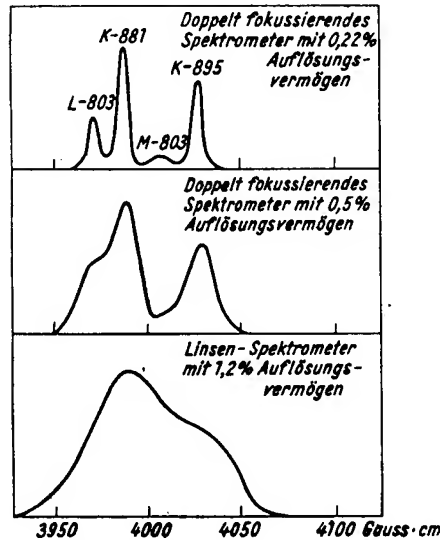
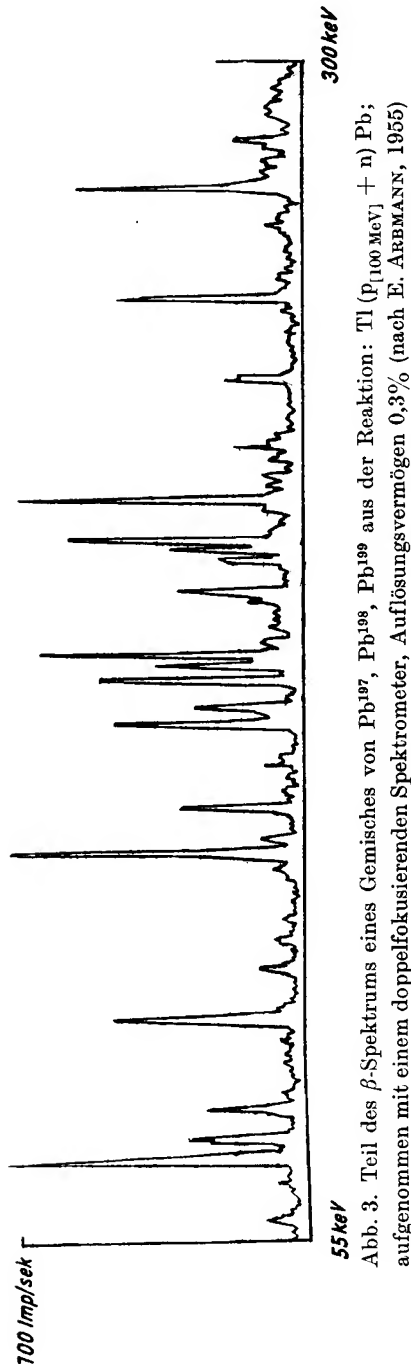


Abb. 4. Trennung von Linien mit steigendem Auflösungsvermögen des β -Spektrometers (nach D. E. ALBURGER).

Wiedergegeben ist ein Teil des Spektrums der Elektronen der inneren Konversion, emittiert beim E-Einfang von $_{83}Bi^{208}$

reichen ist. Selbstverständlich müssen wir die spektrometrischen Messungen mit *Koinzidenzmessungen* kombinieren, um festzustellen, welche Beta- und Gammastrahlen aufeinander folgen und welche nicht. Da die Betaspektrometer mit magnetischer Ablenkung der Strahlen unterhalb einer Strahlenergie von etwa 80 keV kaum zu verwenden sind, ist es weiter nötig, spezielle Apparaturen zu bauen, um auch bei kleinen Energien der Gammastrahlen Messungen vornehmen zu können. Verwendung finden dabei insbesondere mit Krypton gefüllte *Proportionalzählrohre* in Verbindung mit einem *Impulsanalysator*. Eine solche Apparatur ist auch nötig, um Probleme des radioaktiven E-Einfanges studieren zu können. Bei diesem Prozeß tritt ja vielfach nur Röntgenstrahlung auf.

Bei einem Zerfallsschema interessiert nicht nur die Anregungsenergie für die

verschiedenen Niveaus und die richtige Zuordnung von Beta-Gamma- und Gamma-Gamma-Kaskaden, sondern auch die Feststellung von Spin und Parität der Niveaus, der Multipolordnung der Gammastrahlen und so weiter. Hierzu sind Untersuchungen der inneren Konversion und der Winkelkorrelationen vorzunehmen.

Theoretische Vorarbeiten sind im Bereich „Physik der Atomkerne“ auf dem Gebiete der inneren Konversion geleistet worden.

Bei der inneren Konversion geht der Atomkern aus einem angeregten in einen energetisch niedrigeren Zustand über, indem die Anregungsenergie unmittelbar auf ein Hüllenelektron übertragen wird. Dieses besitzt demnach eine kinetische Energie, die gleich der Energie des Überganges weniger der Ablösearbeit des Hüllenelektrons ist. Als Koeffizient der inneren Konversion wird das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit der Emission eines Konversionselektrons zur Wahrscheinlichkeit eines Überganges unter Emission eines Gamma-Quanten bezeichnet. Der *Konversionskoeffizient* läßt sich berechnen. Er hängt ab von der Kernladungszahl des angeregten Atoms, der Parität des Niveaus, weiter davon, von welcher Schale das Hüllenelektron emittiert wird und schließlich noch von der *Multipolordnung des Gammastrahles*. Legt man der Rechnung die Annahme zu Grunde, daß der Kern punktförmig sei, so ist die Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Konversionskoeffizienten immerhin so gut, daß sich die Multipolordnung und Parität des Überganges festlegen läßt. Bei sehr genau gemessenen Konversionskoeffizienten zeigen sich jedoch Abweichungen von dem berechneten Wert, die in der Unvollständigkeit der Theorie ihre Erklärung finden. Die Konversionskoeffizienten lassen sich genauer berechnen, wenn man die Annahme des „punktförmigen“ Kernes fallen läßt und die endliche Abmessung des Kernes berücksichtigt. Es ist nicht ausgeschlossen, Aufschlüsse über die Kernstruktur zu

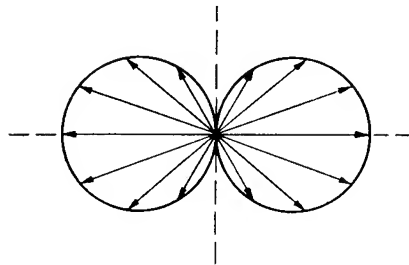


Abb. 5. Schnitt durch die Strahlungscharakteristik eines elektrischen Dipols $E1$

erhalten, indem man die Matrixelemente, welche den Konversionskoeffizienten als Korrektur beeinflussen, nach verschiedenen Kernmodellen berechnet und sehr exakte Messungen der Konversionskoeffizienten durchführt. Auch die *Winkelkorrelation* zweier aufeinander folgender Gammastrahlen läßt auf die Multipolordnung des Überganges schließen. In Abb. 5 ist die Strahlungscharakteristik eines elektrischen Dipols $E1$ dargestellt. Würde man alle Kerne einer Probe

mit ihrer Spinachse parallel zueinander orientieren, so würden die Gammastrahlen der Type E1 die dargestellte räumliche Intensitätsverteilung aufweisen. Eine gewisse räumliche Orientierung läßt sich zwar durch ein *Magnetfeld* und gleichzeitige Anwendung sehr *tiefer Temperaturen* erzielen. Es ist aber bei Vorliegen einer Kaskade von zwei aufeinanderfolgenden Gammastrahlen bequemer, die Strahlungscharakteristik und damit die Multipolordnung durch *Koinzidenzmessungen* bei verschiedenen Winkeln zu bestimmen. Der erste Gammastrahl legt dabei die räumliche Orientierung des Kernes fest. Dies allerdings mit einer gewissen Verwaschung, verursacht durch die Strahlungscharakteristik. In Abb. 6

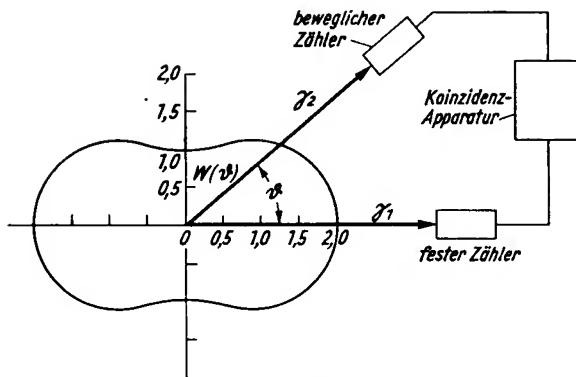


Abb. 6. Versuchsaufbau zur Messung der Winkelkorrelation und die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen bei einer E1-E1-Kaskade von zwei Gammastrahlen

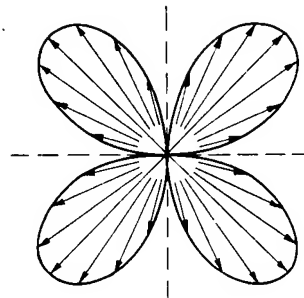


Abb. 7. Strahlungscharakteristik eines elektrischen Quadrupoles E2

ist das Verfahren veranschaulicht. Im Mittelpunkt des Versuchsaufbaues liegt das radioaktive Präparat, ein fester und ein schwenkbarer Zähler messen durch Ausblendung nur Gammastrahlen, die von dem Präparat in einer scharf definierten Richtung ausgesandt werden. Eine Koinzidenzapparatur sondert unter den vielen registrierten Gammastrahlen diejenigen aus, die unmittelbar aufeinander folgen. Eine Mittelbildung über den Erwartungswert von Koinzidenzen bei beliebiger Orientierung des Kernes, jedoch fest eingestelltem Winkel, führt zu der in Abb. 6 eingezeichneten Kurve der Winkelkorrelation bei einer E1-E1-Gamma-Kaskade. Eine solche Kaskade ist allerdings bisher noch bei keinem Kern experimentell gefunden worden. Am häufigsten kommen *elektrische Quadrupolübergänge* vor. Abb. 7 zeigt die Strahlungscharakteristik eines elektrischen Quadrupoles E2. Zwei aufeinanderfolgende Gammastrahlen, von denen jeder die Multipolordnung E2 aufweist, werden beispielsweise von dem bekannten Körper *Cobalt 60* (5,3 Jahre) nach erfolgtem β -Zerfall emittiert. Die berechnete Winkelkorrelation dieser Gammakaskade ist in Abb. 8 durch die ausgezogene Linie dargestellt. Das Diagramm ist in rechtwinkligen Koordinaten gezeichnet und nicht in Polarkoordinaten wie in Abb. 6. Die gemessenen Werte sind in Abb. 8 als Kreise ein-

••

getragen. Man sieht, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ganz vorzüglich ist. Über den Crossover-Gammastrahl mit einer Energie von 3,83 MeV, der das Niveau 1,33 MeV überspringt und der im Zerfallsschema nicht eingezeichnet ist, liegen nur unsichere Messungen vor. Jedenfalls ist dieser Crossover-Gammastrahl so schwach, daß seine Intensität kaum über der Nachweisgrenze der Meßapparaturen liegt.

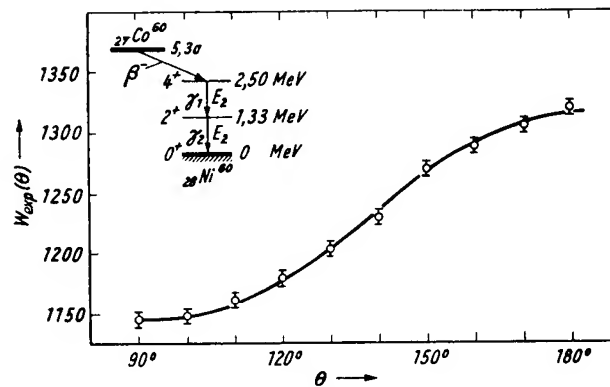


Abb. 8. Winkelkorrelation der beiden Gammastrahlen, die von $^{27}\text{Co}^{60}$ emittiert werden. Die Meßpunkte sind als Kreise eingetragen, die ausgezogene Kurve ist berechnet (Nach R. M. STEFFEN, 1955.)

b) Kernreaktionen

Neben der Aufklärung von Zerfallsschemata radioaktiver Körper haben wir vor, auch Kernreaktionen zu studieren. Von dem Mechanismus einer Kernreaktion kann man sich zwei verschiedene Vorstellungen machen. Nach der einen verschmilzt das Geschöß mit dem getroffenen Kern und bildet mit ihm einen „Compoundkern“ oder „Zwischenkern“. Die Energie, die als Bindungsenergie des Geschosses an den Kern frei wird und die kinetische Energie, die das Geschöß mitbringt, werden auf alle Kernbausteine statistisch verteilt. Der angeregte Zwischenkern geht in einen energetisch tieferen Zustand über, wobei ein oder mehrere Teilchen emittiert werden. Hat das Geschöß keinen Drehimpuls in bezug auf den gemeinsamen Schwerpunkt des Systems, ist also die Quantenzahl des Bahndrehimpulses $l = 0$, so ist die Emission eines Teilchens für jede Richtung gleich wahrscheinlich. Man beobachtet also eine kugelsymmetrische Verteilung der Emissionsrichtungen, wie sie die ausgezogene Kurve der Abb. 9 veranschaulicht. Wenn die Bahndrehimpuls-Quantenzahl zwischen Geschöß und getroffenem Kern gleich Eins ist, so liefert die Theorie der Compoundkern-Vorstellung die gestrichelte Kurve der Abb. 9 und bei $l = 2$ die strichpunktierte Kurve. Man sieht, daß die Winkelverteilung in allen Fällen *symmetrisch in bezug auf die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung* ist. Diese Eigenschaft rührt davon her, daß sich

eben die Anlagerungsenergie auf alle Kernbausteine verteilt, der Vorgang der Bildung des Compoundkernes also für die Art seines Zerfalles ohne Bedeutung ist.

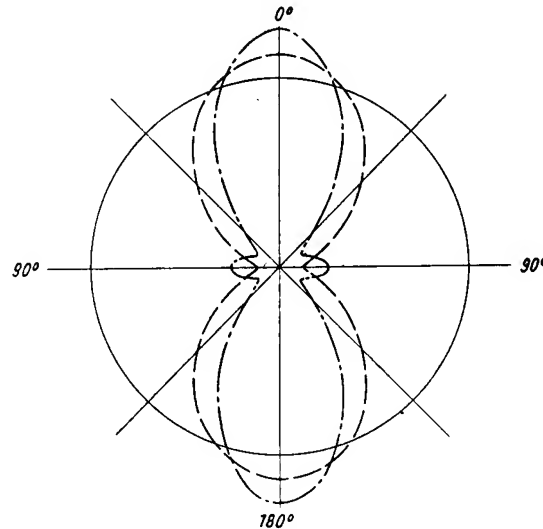


Abb. 9. Theoretische Winkelverteilung bei Compoundkern-Reaktionen (nach WOLFENSTEIN). Bei einer Bahndrehimpuls-Quantenzahl zwischen Geschöß und getroffnem Kern von $l = 0$ gilt der voll ausgezogene Kreis, bei $l = 1$ die gestrichelte Kurve und für $l = 2$ die strichpunktierte Kurve. Die Winkelverteilung ist in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung symmetrisch

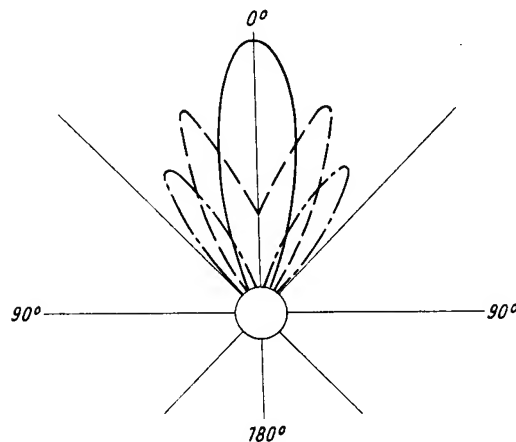


Abb. 10. Theoretische Winkelverteilung bei einer Stripping-Reaktion (nach BUTLER). Die voll ausgezogene Kurve gilt bei einer Bahndrehimpuls-Quantenzahl $l = 0$, die gestrichelte Kurve für $l = 1$ und die strichpunktierte für $l = 2$. Die Verteilung innerhalb des Kreises um den Nullpunkt gibt Abb. 11 in zehnmals größerem Maßstab wieder

Nach dem anderen Bild, dem der „direkten Reaktion“, wie sie zum Beispiel beim „Deuteron-Stripping-Prozeß“ vorliegt, reagiert das Geschoß nur mit einem einzigen oder nur wenigen Nukleonen des getroffenen Kernes. Für die Stripping-Reaktion, also den Prozeß (d, p) , liefert die Theorie die in Abb. 10 und 11 dargestellten Winkelverteilungen. Wiederum bedeuten die ausgezogenen Kurven die berechnete Verteilung bei der Bahndrehimpuls-Quantenzahl $l = 0$. Bei $l = 1$ erhält man die gestrichelte Verteilung und bei $l = 2$ die strichpunktierte. Abb. 11 gibt die Winkelverteilung in der Umgebung des Nullpunktes in Abb. 10 zehnfach vergrößert wieder. Wie man sieht, ist bei der Stripping-Reaktion die *Vorwärtsrichtung stark bevorzugt*.

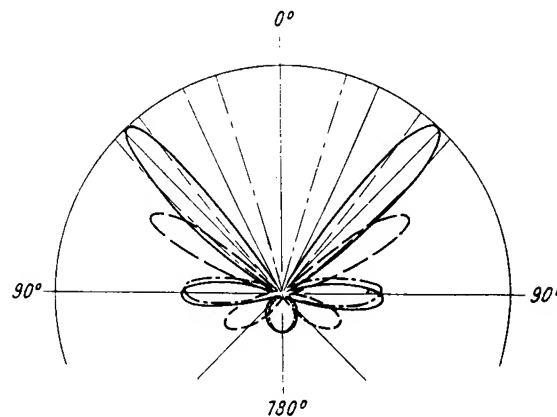


Abb. 11. Die Umgebung des Nullpunktes in Abb. 10 in zehnfach vergrößertem Maßstabe

Messungen der Winkelverteilung können beispielsweise mit einer Apparatur nach Abb. 12 vorgenommen werden. Dabei werden die Bahnsuren der emittierten Teilchen in *Kernphotoemulsionen* festgehalten. Es ist auch möglich, die Winkelverteilung mit *richtungsempfindlichen Zählrohren* und elektrischen Verstärkern zu messen.

Die experimentellen Ergebnisse decken sich nun keineswegs immer mit einer der beiden Vorstellungen. Die beiden Mechanismen der Kernreaktion treten vielmehr als Grenzfälle auf. Dies ist auch verständlich. Bleibt nicht genügend Zeit, daß sich bei einer Compoundkern-Reaktion die Anregungsenergie auf alle Nukleonen statistisch verteilt, so werden sich Züge einer „direkten Reaktion“ im experimentellen Ergebnis finden lassen und andererseits ist bei der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen zu erwarten, daß sich die „direkten Reaktionen“ nicht immer rein ausbilden. Die Anregungsenergie wird sich auch bei diesem Typ von Kernreaktionen in mehr oder minder großem Maße auf eine Anzahl von Nukleonen verteilen. Man kann bei der erstgenannten Reaktion erwarten, daß der Zerfall des Compoundkernes nicht mehr unabhängig davon ist, wie er entstand.

Um das „Gedächtnis“ des Compoundkernes zu prüfen, kann man denselben Compoundkern auf verschiedene Weise erzeugen und nach Unterschieden beim Zerfall in den energetisch tieferen Zustand des Systems suchen. Zum anderen kann auch die Untersuchung verschiedener Reaktionen mit demselben Ausgangszustand Aufschlüsse darüber bringen.

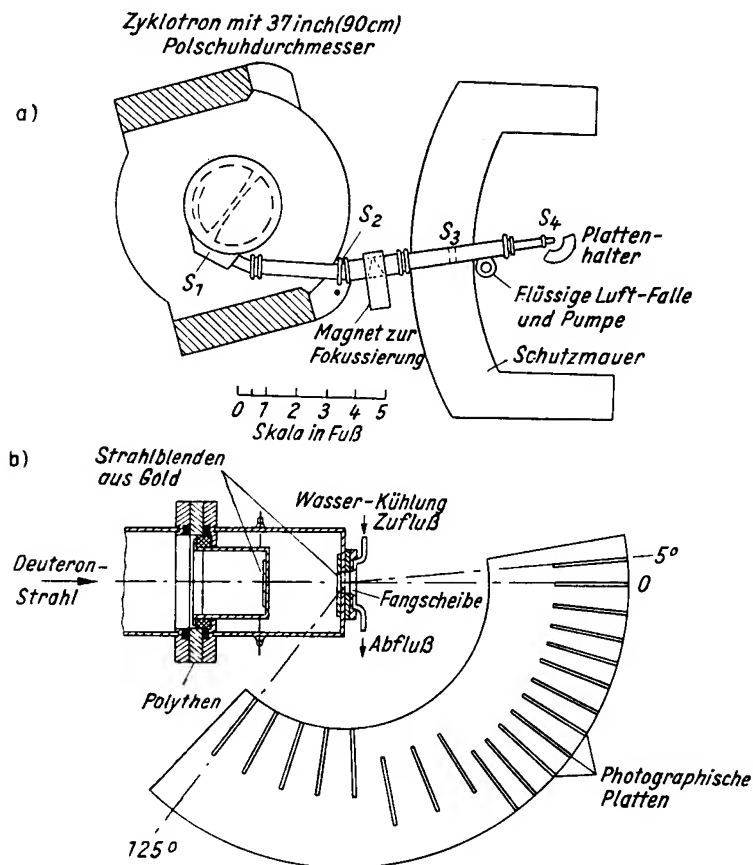


Abb. 12. Apparatur zur Untersuchung der Winkelverteilung der emittierten Teilchen mittels Kern-Photoemulsion

- a) Allgemeiner Versuchsaufbau
- b) Anordnung der Einzelheiten der Fangscheibe und der Halterung für die photographischen Platten

(Nach MIDDLETON et. al. 1953)

Die wissenschaftliche Arbeit des Bereiches „Physik der Atomkerne“ sucht hauptsächlich die Möglichkeiten auszuschöpfen, die uns das Zyklotron bietet. Bei der Verfolgung einer wissenschaftlichen Fragestellung wird man aber voraussichtlich diese Grenze manchmal zu überschreiten wünschen. So wurde z. B.

bereits begründet, warum es bei der Untersuchung von Compoundkernen erwünscht ist, diese auf verschiedene Weise zu erzeugen. Das erfordert natürlich verschiedene Strahlenarten, und wir planen daher auch *schwere Ionen* (Kohlenstoff, Sauerstoff, Stickstoff) mit dem Zyklotron zu beschleunigen. Dann sind wir nicht mehr auf Protonen, Deuteronen und Alpha-Teilchen beschränkt.

Jedes Großgerät der Kernphysik hat seine charakteristischen Vor- und Nachteile, die im Wesen seiner Wirkungsweise begründet sind. Unser Zyklotron liefert Teilchen hoher Energie bei *außerordentlich großer Strahlintensität*. Da Fangscheiben trotz bester Kühlung nur eine bestimmte Wärmebelastung vertragen, sind wir oft gezwungen, die Strahlintensität durch *Impulsbetrieb* zu drosseln. Solche Verhältnisse sind natürlich für die Erzeugung kurzlebiger Isotope und für die Untersuchung von Reaktionen mit kleiner Ausbeute sehr günstig. Diesem Vorteil steht der Nachteil gegenüber, daß der Strahl eine nicht unbedeutende Energieunschärfe besitzt, und daß die kinetische Energie der Teilchen nicht bequem variiert werden kann.

Die *Energieunschärfe* wird nicht erheblich unter 50 keV gedrückt werden können, wenn man nicht sehr große Intensitätsverluste infolge magnetischer Zerlegung des Strahles in Kauf nehmen will. Für die Variation der Energie gibt es zwei Methoden. Man kann die Teilchen durch Folien abbremsen, was natürlich zusätzliche Energieunschärfe ergibt, oder man kann bei Erzeugung radioaktiver Isotope die Fangscheibe nicht am äußersten Rand der Beschleunigungskammer anbringen, sondern nach dessen Zentrum hin verschieben. Da die Teilchen dort weniger Umläufe gemacht haben, besitzen sie entsprechend geringere Energie.

Um unsere Experimente auch mit sehr scharf bestimmten Energien durchführen zu können, denken wir an die Anschaffung eines Van-de-Graaff-Druck-Generators. Bei diesem Gerät bleibt die Spannung an der Ionenröhre außerordentlich konstant. Die Energieverwaschung des Strahles beträgt weniger als 1 keV, und außerdem läßt sich die Energie sehr exakt und bequem in weiten Bereichen einstellen. Ein Van-de-Graaff-Generator ist also eine sehr gute Ergänzung zu einem Zyklotron. Mit dem Van-de-Graaff-Generator könnten wir auch Experimente mit *monoenergetischen Neutronen* durchführen. Es ist allgemein üblich, für solche Experimente Deuterium oder Tritium mit Deuteriumionen zu beschießen.

Die Reaktionen lauten:

1. $D(d, n) \text{ He}^3 + 2,5 \text{ MeV}$
2. $T(d, n) \text{ He}^4 + 14,1 \text{ MeV}$.

Man rechnet mit Hilfe des Energie- und Impulssatzes leicht aus, daß die erzeugten Neutronen in der *Vorwärtsrichtung* mehr kinetische Energie besitzen als in der *Rückwärtsrichtung*. Macht man die Nachweisapparatur in einem Halbkreis um die Stelle der Deuterium- oder Tritiumreaktion schwenkbar, so hat man eine sehr bequeme Möglichkeit, die Neutronenenergie zu variieren.

In Abb. 13 ist dargestellt, zwischen welchen Grenzen die Neutronenenergie in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung, die der Van-de-Graaff-Generator

erzeugt, liegt. Man sieht, daß bei einer *Beschleunigungsspannung von etwa 8 MeV* das Gebiet von *1,3 bis 22 MeV Neutronenenergie* lückenlos mit Hilfe der beiden Reaktionen überstrichen werden kann, während bei kleineren Spannungen eine Lücke bestehen bleibt. Diese ist jedoch bei manchen Experimenten, z. B. bei Messungen des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Neutronenenergie, unerwünscht.

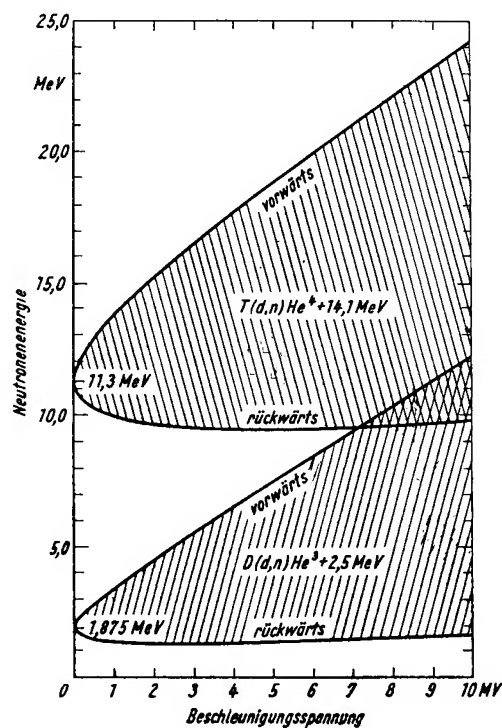


Abb. 13. Die Neutronenenergie in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung für die d -D- und d -T-Reaktion

Die beiden genannten Kernreaktionen, die als Neutronenquelle häufig verwendet werden, setzen bekanntlich bei niedriger Spannung mit guter Ausbeute ein. In Abb. 14 ist daher der Anfangsteil von Abb. 13 in vergrößertem Maßstabe nochmals wiedergegeben. Aus der Abbildung sieht man, daß ein d -D-Generator mit etwa 100 kV Spannung an der Ionenröhre monoenergetische Neutronen von 1,9 MeV liefert und mit der d -T-Reaktion Neutronen von etwa 11 MeV erzeugt.

Ich bin damit am Ende meines Vortrages angelangt. Ziel meiner Ausführungen war, Ihnen zu zeigen, wie die Probleme beschaffen sind, die wir im Bereich „Physik der Atomkerne“ mit unserem Zyklotron untersuchen wollen. Es sind Probleme der *Grundlagenforschung*. Im Grunde genommen ist unser Wissen über Atom-

42 J. SCHINTLMEISTER: Über das Zyklotron des Zentralinstitutes für Kernphysik

kerne und Kernprozesse erstaunlich niedrig, jedenfalls erheblich niedriger, als Fernerstehende anzunehmen geneigt sind. Die Anwendung der Kernphysik, die Kerntechnik, eilt der wissenschaftlichen Erkenntnis ihrer Grundlagen weit voraus — eine Entwicklung, die wir in der Geschichte der Technik sehr oft beobachten können. Schon diese Situation allein macht es notwendig, daß Grundlagenforschung neben der technischen Anwendung betrieben wird. Denn nur auf der Grundlagenforschung bauen sich weitere technische Fortschritte, oft sogar unvermittelt, auf.

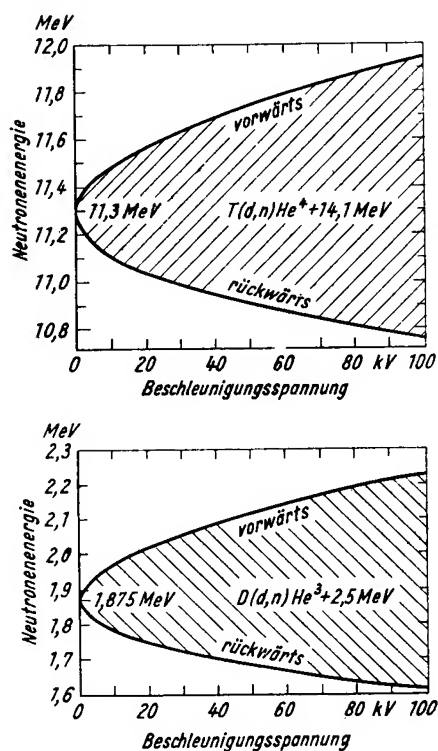
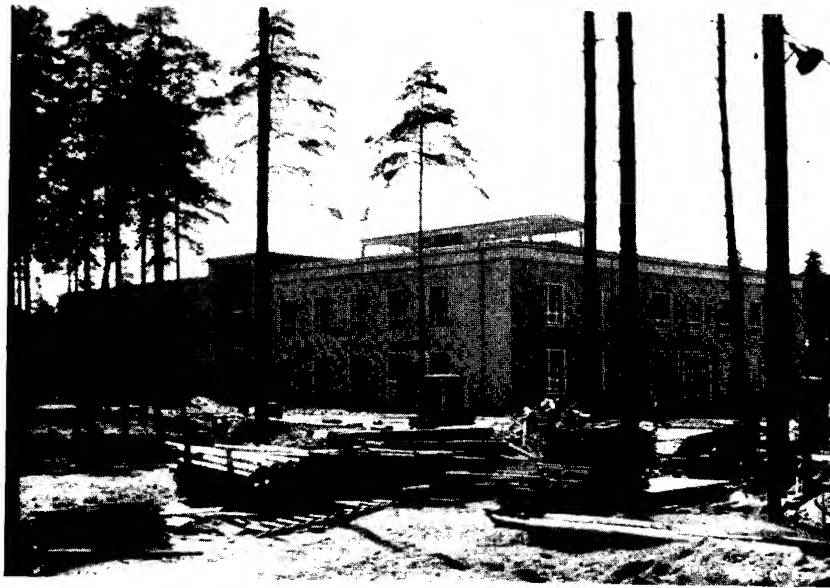
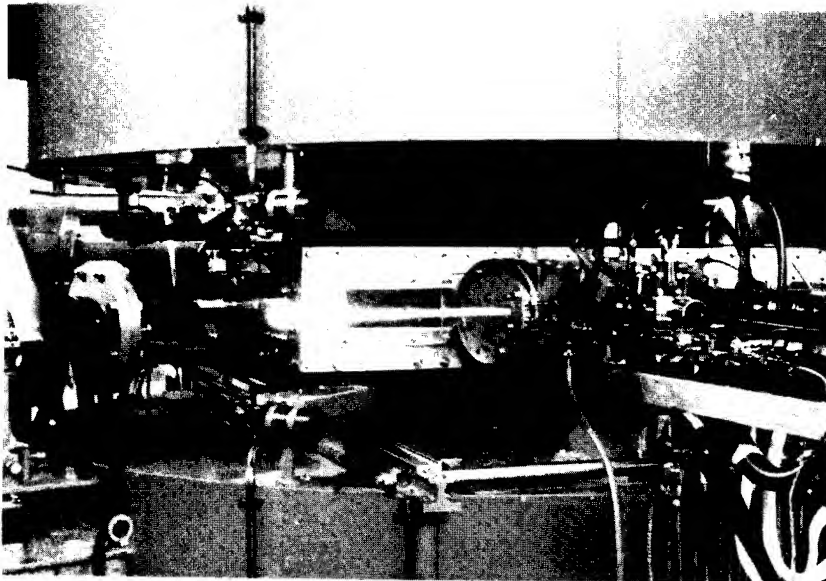


Abb. 14. Die Abbildung zeigt den Anfangsteil der Kurven der Abb. 13 in größerem Maßstabe

Tafel 3



Das Zyklotron-Laboratorium



Teilansicht des Zyklotrons während des Betriebes

Mitte: Protonenstrahl, der die Luft zum Leuchten anregt. Oben und unten: Spulen zur Erregung des Magnetfeldes. Rechts neben dem Strahlaustritt: Die Einführung der Ionenquelle. Links sind zwei Servomotoren für die Shim-Verstellung sichtbar

Einige kerntechnisch interessante Werkstoffprobleme

VON FRITZ THÜMLER

(Vortrag, gehalten in der öffentlichen Sitzung des Wissenschaftlichen Rates
für die friedliche Anwendung der Atomenergie am 16. 12. 1957 in Dresden)

Meine Damen und Herren!

In den letzten 10 oder 15 Jahren hat sich im Rahmen der wissenschaftlich-technischen Forschung mit dem Ziele der Nutzbarmachung der Atomenergie ein Arbeitsgebiet herausgebildet, innerhalb dessen sich Metallkunde bzw. Werkstoffkunde und Kerntechnik berühren. Es ist hervorgegangen aus den Erfordernissen des Baues von Kernreaktoren im Hinblick auf die Anwendbarkeit der verschiedensten Werkstoffe und Werkstoffgruppen, wobei deren Beständigkeit gegenüber den zahlreichen Einflüssen im Reaktor einschließlich der Strahlenbeständigkeit sowie die Erfordernisse der Neutronenökonomie im Vordergrund stehen. Es liegt auf der Hand, daß dieses Gebiet für jedes Land, das sich mit Fragen der friedlichen Anwendung der Atomenergie beschäftigt, von großer Bedeutung ist. Ich darf die Inbetriebnahme des ersten Kernreaktors in der Deutschen Demokratischen Republik zum Anlaß nehmen, Sie auf dieses Arbeitsgebiet hinzuweisen, das neben dem unmittelbaren technischen Interesse auch wissenschaftlich größte Aktualität besitzt.

Unter Herauslassung aller mit der eigentlichen Metallgewinnung zusammenhängenden Probleme können die Aufgaben eines solchen Arbeitsgebietes etwa wie folgt zusammengefaßt werden:

A. Kerntechnisch bedeutungsvolle Werkstoffe (bes. Reaktorwerkstoffe)

Legierungskunde, mechanische und physikalische Eigenschaften, Verträglichkeit, Korrosion, Wärmebehandlung u. a.; Ermittlung günstiger Legierungssysteme.

B. Strahlenwirkungen

Eigenschaftsänderungen und Mechanismus der Strahlenwirkung; bei z. B.: Reaktor- und anderen Metallen und Legierungen, Hochpolymeren, Halbleitern u. a.; Änderung chemischen Verhaltens nach oder bei Strahlungseinwirkung.

Hierbei sind die beiden Gruppen nicht eindeutig gegeneinander abzugrenzen.

Im Rahmen dieses kurzen Vortrages können verständlicherweise nur einige wenige Probleme besprochen und angedeutet werden, zweckmäßig solche, die mit

Brennstoffelementen von Wasser-Wasser-Reaktoren zusammenhängen. Die Besprechung beschränkt sich, wie angedeutet, auf die Eigenschaften und das Verhalten der Materialien unter den verschiedenen interessierenden Beanspruchungen. Auch auf dem Gebiet der Strahlenwirkungen werden nur wenige Fälle herausgegriffen.

Als besonders wichtig und interessant ist das Verhalten der Spaltmaterialien (Kernbrennstoffe) anzusehen, von welchen nur das Uran und einige uranreiche Kombinationen betrachtet werden sollen.

TABELLE 1
Modifikationen des Urans

α -U	orthorhombisch	668° C
β -U	tetragonal	668—774° C
γ -U	kubisch-raumzentr.	774—1132° C (Schmelzpunkt)

Auf Grund seiner mechanisch-thermischen und auch chemischen Eigenschaften muß reines Uran als ein für den Reaktorbetrieb durchaus ungeeignetes Metall

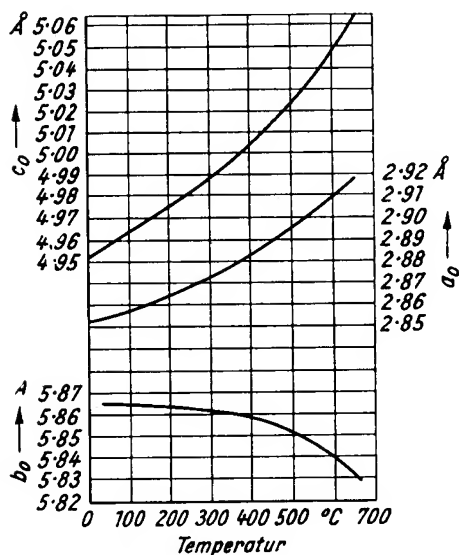


Abb. 1. Abmessungen der Elementarzelle von α -Uran in Abhängigkeit von der Temperatur (nach BRIDGE, SCHWARTZ und VAUGHAN)

angesprochen werden. Es zeigt nach längeren Betriebszeiten sehr unerwünschte Gestalts- und Volumenänderungen, die je nach seiner Vorbehandlung in mehr oder weniger starkem Maße auftreten. Diese hängen einerseits damit zusammen, daß Uran in verschiedenen, innerhalb definierter Temperaturbereiche beständigen Modifikationen auftritt und somit verschiedene Umwandlungspunkte besitzt (Tab. 1). Beim häufigen Durchschreiten z. B. der α - β -Umwandlung treten starke Volumenveränderungen auf, die sich vor allem in einer Zerklüftung der Oberfläche und in gewissen Dimensionsänderungen bemerkbar machen. Andererseits weisen α - und β -Uran bemerkenswerte Eigenschaftsanisotropien auf, die mit ihrer Gitterstruktur zusammenhängen. In Abb. 1 ist die Temperaturabhängigkeit der Gitterparameter des α -Urans in den 3 verschiedenen Richtungen dargestellt. Während in Richtung der a -Achse und der c -Achse ([100] und [001]) mit steigender Temperatur eine (temperaturabhängige) Expansion auftritt, wird in b -Richtung ([010]) eine ziemlich be-

angesprochen werden. Es zeigt nach längeren Betriebszeiten sehr unerwünschte Gestalts- und Volumenänderungen, die je nach seiner Vorbehandlung in mehr oder weniger starkem Maße auftreten. Diese hängen einerseits damit zusammen, daß Uran in verschiedenen, innerhalb definierter Temperaturbereiche beständigen Modifikationen auftritt und somit verschiedene Umwandlungspunkte besitzt (Tab. 1). Beim häufigen Durchschreiten z. B. der α - β -Umwandlung treten starke Volumenveränderungen auf, die sich vor allem in einer Zerklüftung der Oberfläche und in gewissen Dimensionsänderungen bemerkbar machen. Andererseits weisen α - und β -Uran bemerkenswerte Eigenschaftsanisotropien auf, die mit ihrer Gitterstruktur zusammenhängen. In Abb. 1 ist die Temperaturabhängigkeit der Gitterparameter des α -Urans in den 3 verschiedenen Richtungen dargestellt. Während in Richtung der a -Achse und der c -Achse ([100] und [001]) mit steigender Temperatur eine (temperaturabhängige) Expansion auftritt, wird in b -Richtung ([010]) eine ziemlich be-

deutende Kontraktion festgestellt. Die entsprechenden linearen Ausdehnungskoeffizienten betragen zwischen 25° C und 625° C etwa:

$$\begin{aligned} [100] : 35,8 \cdot 10^{-6}/^{\circ}; \quad [010] : -9,3 \cdot 10^{-6}/^{\circ} (!!); \\ [001] : 33,2 \cdot 10^{-6}/^{\circ} \end{aligned}$$

Dies bedingt beim Einkristall eine makroskopische Kontraktion während des Erwärmens — innerhalb des α -Gebietes — in einer Richtung, die solange reversibel ist, wie die einkristalline Form beim Temperaturwechsel gewahrt bleibt. Da beim



Abb. 2. Oberflächenveränderungen einer ursprünglich glatten Oberfläche von gegossenem Uran nach 300 Temperaturwechseln zwischen 50 und 500° C (2-fach)
(nach CHISWIK und KELMAN)

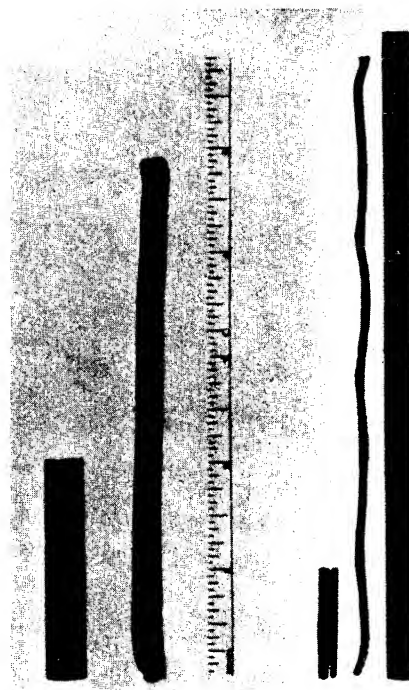


Abb. 3. Dimensionsänderung von bei 300° C gewalztem Uran nach 1300 (links) und 3000 (rechts) Temperaturwechseln zwischen 50 und 500° C (links 1-fach, rechts 1/2-fach)
(nach CHISWIK und KELMAN)

polykristallinen Körper die Expansions- und Kontraktionsvorgänge in jedem einzelnen Kristallit nicht unabhängig voneinander auftreten können, ist hier das makroskopische Erscheinungsbild bei zunächst einmaliger Erwärmung und Abkühlung anders und der Vorgang ist vor allem nicht reversibel. Es treten innerhalb der verschieden orientierten Kristallite große Spannungen auf, die bei größerer Temperaturwechsel-Amplitude die Fließgrenze übersteigen und somit zu plastischen Deformationen führen. Diese machen sich bei nicht texturbefactetem Material, das man z. B. beim Abschrecken aus dem β -Gebiet oder nach dem Gießen erhält, in einer reliefartigen Zeichnung der Oberfläche („wrinkling“) durch Herauswachsen der (010)-Ebene (Abb. 2) bemerkbar. Liegt eine mehr oder weniger ausgeprägte Textur vor, u. a. [010] || Verformungsrichtung, wie sie durch Verformung bei geeigneten Temperaturen im α -Gebiet erzielt wird, so erhält man

ein *gerichtetes Wachstum* der Uranprobe in [010]-Richtung, das bei vielfachem Temperaturwechsel eine Längenänderung um ein mehrfaches der ursprünglichen Abmessung ergeben kann (Abb. 3).

Über den Mechanismus dieser Erscheinung gibt es verschiedene Theorien. Wohl mit Sicherheit hängt der Effekt mit der beschriebenen Anomalie der thermischen Ausdehnung zusammen. Auch ist die Streckgrenze des Urans sowohl in Richtung der verschiedenen kristallographischen Achsen, als auch für Zug und Druck unterschiedlich. Diese Tatsachen und darüber hinaus die Annahme, daß die bei jedem Temperaturwechsel auftretenden Spannungen in den oberen Temperaturbereichen

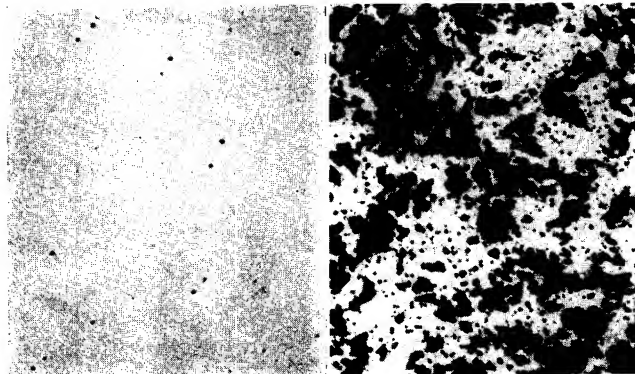


Abb. 4. Porenbildung in Uran nach 300 Temperaturwechseln zwischen 50 und 500° C

links: hochreines Uran ($C = 10 - 20$ ppm) (100-fach)
rechts: verunreinigtes Uran ($C = 500$ ppm),
(nach CHISWIK)

teilweise relaxiert werden, gestatten eine Erklärung, wobei man auch die Abhängigkeit des Ausmaßes der Formänderung von der Art des Temperaturzyklus oder von der Bestrahlungstemperatur zu deuten versucht. Auch gerichtete Diffusionsvorgänge bei der Relaxation wurden zur Deutung herangezogen.

Eine weitere bemerkenswerte Erscheinung ist die Porenbildung bei relativ unreinem hochgradig orientiertem Uran nach vielfachem Temperaturwechsel (Abb. 4). Da diese beim hochreinen Uran anscheinend ausbleibt und da viele Verunreinigungen, z. B. Kohlenstoff schon bei geringen Gehalten, als neue Phase vorliegen, kann man annehmen, daß die *Porenbildung* bevorzugt an Phasengrenzen einsetzt. Diese halten den lokalen Kontraktionen, die infolge der Eigenschaftsanomalien durch Temperaturwechsel entstehen, nicht stand und reißen auf¹⁾.

¹⁾ Es sei bemerkt, daß diese Art der Hohlraumbildung nichts mit derjenigen zu tun hat, die bei längerer Bestrahlung durch gasförmige Spaltprodukte auftritt.

Phänomenologisch ähnliche Veränderungen treten durch Neutronenwirkungen im Reaktor sowie durch die dabei auftretenden Spaltprodukte auf. Bei jedem Spaltprozeß werden sehr große Energiebeträge frei (ca. 200 MeV je gespaltenes U^{235} -Atom), die zum größten Teil als kinetische Energie der zum Teil gasförmigen Spaltprodukte in Erscheinung treten. Dies bedingt weitgehende Störungen des Urangitters, die etwa wie folgt zusammengefaßt werden können:

- a) Bildung von Leerstellen und Zwischengitteratomen
- b) Lokale Temperaturerhöhungen, die bis etwa 10^4 Grad bei einer Lebensdauer von 10^{-10} — 10^{-11} sec angenommen werden. Diese kurzzeitigen, schroffen Temperaturwechsel, die sich zweifellos einer im Vergleich zum „Spaltungsort“ größeren Umgebung mitteilen, führen zu Zug- und Druckspannungen und anisotropen Deformationen in Mikrobereichen.
- c) Ständige Vergrößerung der Anzahl der Atome, Einlagerung von Fremdatomen, Auftreten gasförmiger Bestandteile (Krypton, Xenon).

Diese Prozesse führen zu einer „Verunreinigung“ und Volumenvergrößerung des (ursprünglich sehr reinen) Urans, die sich nach längerer Bestrahlungszeit bzw. höherem Ausbrand stark bemerkbar machen. In Abb. 5 wird das Gefüge von Uran nach ca. 0,1% Ausbrand gezeigt, wobei eine *Dichteverringering* von etwa 13% festgestellt wurde. Die *starke Porosität* wird hier vor allem durch Krypton und Xenon verursacht. Im Reaktorbetrieb spielen die unter b) und c) genannten Faktoren offensichtlich die größte Rolle und die besonders durch c) auftretenden Dichteverringeringen bezeichnet man im angelsächsischen Schrifttum als „Swelling“.

Sowohl die *thermische* als auch die *Strahlenbeständigkeit* des Urans sind für den Reaktorbetrieb von größter Wichtigkeit, da unter ungünstigen Umständen die Volumenänderungen zu wesentlichen Veränderungen der Geometrie der Spaltstoffelemente oder sogar zur Zerstörung ihrer Umhüllungen führen können. Der damit verbundene Übertritt hoher Aktivitäten in das umgebende Medium führt stets zu großen Unannehmlichkeiten. Beide ziemlich verwickelten Erscheinungsgruppen hängen phänomenologisch, teilweise auch hinsichtlich ihres Mechanismus zusammen; so können die unter b) genannten lokalen Temperaturerhöhungen als Temperaturwechsel beschrieben werden, wobei man allerdings annehmen muß, daß der durch sie bedingte Verformungsmechanismus wegen der sehr hohen Erhitzungs- und Abkühlungsgeschwindigkeit ein anderer ist als beim „makroskopischen“ Wechsel. Im allgemeinen kann erwartet werden, daß eine Erhöhung der Fließgrenze und der Kriechfestigkeit nicht nur den „Swelling“-Effekt, sondern

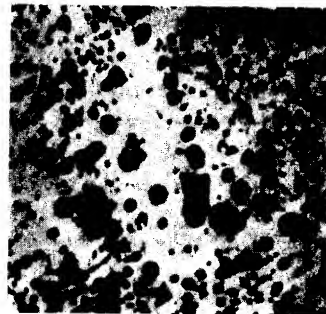


Abb. 5. Porenbildung in Uran nach ca. 0,1% Ausbrand. Dichteverringering ca. 13% (600-fach, Fernschoaufnahme) (nach BALL)

auch die Volumenbeständigkeit nach Temperaturwechsel verbessert. Wenn auch solche Zusammenhänge als keineswegs quantitativ geklärt anzusehen sind, so ist es doch offensichtlich, daß eine Anzahl Faktoren, die zur Verbesserung der thermischen Beständigkeit führen, auch eine Erhöhung der Strahlenfestigkeit zur Folge haben.

In der Vergangenheit erfolgte in mehreren Ländern eine umfangreiche Forschungsarbeit zur *Klärung dieses Verhaltens* und vor allem zu dessen *Verbesserung*. Hierbei sei gleich vorausgeschickt, daß das Auftreten z. B. der Spaltprodukte natürlich niemals verhindert werden kann, man kann jedoch das Spaltmaterial so gestalten, daß deren „metallographische“ Wirkung und auch die Wirkung der anderen Faktoren möglichst abgeschwächt in Erscheinung tritt. Allgemein wird die *Tendenz zu Volumenänderungen verringert* durch

1. Erzielung eines bestimmten Gefüges (einphasig, ohne Vorzugsrichtungen, feinkörnig)
2. Unterdrückung bzw. Vermeidung von Eigenschaftsanisotropien
3. Hohe Festigkeit, besonders Kriechfestigkeit
4. Verwendung eines Hüllenmaterials hoher Festigkeit.

Ein geeignetes Gefüge wird im allgemeinen durch *Warmverformung* und anschließende *Wärmebehandlung* erzielt. Den Forderungen 2 und 3 kann man vor allem durch *geeignete Legierungszusätze* zum Uran oder durch Einsatz von *Uranverbindungen* und pulvermetallurgischen *Uran-Verbundwerkstoffen* Rechnung tragen. So kann die recht geringe Kriechfestigkeit des reinen Urans z. B. durch Molybdän, Zirkonium, Chrom, Niob oder Silizium stark erhöht werden, wobei man entweder eine kubische „isotrope“ kriechfeste γ -Struktur zu erzielen beabsichtigt oder die Kriechfestigkeit der α -Struktur möglichst verbessert, z. B. durch reichliche Anwesenheit intermetallischer Phasen. Es sind bisher eine größere Anzahl von Legierungen und Verbundsystemen auf ihre Strahlenfestigkeit untersucht und bedeutende Erfolge erzielt worden, bei Fragen des praktischen Einsatzes muß jedoch immer deren Neutronenökonomie mitberücksichtigt werden. Anscheinend stehen in jüngster Zeit U-Zr-Nb- und U-Si-Legierungen im Vordergrund des Interesses. Die an sich sehr strahlenfesten U-Mo-Legierungen mit Mo-Gehalten von 9—12% haben jedoch einen recht hohen Absorptionsquerschnitt. Man versucht gleichzeitig, durch die Legierungsbestandteile dem Spaltstoff eine möglichst gute Korrosionsbeständigkeit zu verleihen, damit bei eventueller Havarie der Umhüllung die Verseuchung des Kühlkreislaufes in engen Grenzen bleibt. Es gelang bisher jedoch nicht, auch unter Strahlung korrosionsfeste und formbeständige Legierungen zu entwickeln.

Von den Verbindungen des Urans wurde bisher vor allem das UO_2 als Kernbrennstoff eingesetzt, daneben wird in neuester Zeit öfters auf das Urankarbid UC sowie UC-U-Verbundwerkstoffe und gelegentlich auch auf andere uranhaltige Verbundkörper hingewiesen. Sowohl UO_2 als auch UC besitzen einige sehr bedeutende Vorteile, von denen besonders die hohe Festigkeit innerhalb des einzelnen Kornes und das Fehlen kristallographischer Umwandlungen und Eigen-

schaftsanisotropien zu nennen sind. Demgegenüber stehen die relativ schlechte Wärmeleitfähigkeit des UO_2 gegenüber dem Metall, die während des Reaktorbetriebes sehr hohe Temperaturen innerhalb des Materials mit sich bringt, sowie die Sprödigkeit. Hierdurch wird jedoch der Einsatz des UO_2 nicht entscheidend behindert. Das Urankarbid UC besitzt noch den besonderen Vorteil, daß es mehr als 95% Uran enthält, also der „Verdünnungseffekt“ des Kohlenstoffes auf den spaltbaren Anteil sehr gering ist. Bei UC-U-Kombinationen, bei denen der Anteil an freiem Uran als Bindemetall für die Karbidphase aufzufassen ist, ist der U-Anteil noch größer, wobei gleichzeitig eine bedeutende Zunahme der Zähigkeit gegenüber dem reinen, sehr spröden UC erzielt wird. Man hat offensichtlich bei den UC-Kombinationen große Variationsmöglichkeiten hinsichtlich der Erzielung

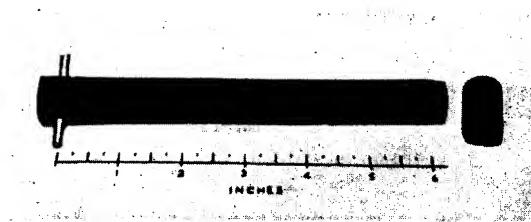


Abb. 6. Gesintertes Urankarbidrohr (UC)
(nach BARNES, MUNRO, THACKRAY, WILLIAMS
und MURRAY)

verschiedener Eigenschaftswerte einschließlich der Strahlenbeständigkeit, die nicht notwendigerweise beim sehr spröden reinen UC am größten sein muß. Die Herstellung von Formkörpern der genannten Verbindungen geschieht auf keramischem und pulvermetallurgischem Wege, wobei verschiedene, hier nicht näher zu erörternde Vorsichtsmaßnahmen zu beachten sind. Abb. 6 zeigt ein gesintertes Rohr aus reinem Urankarbid.

Auf dem Gebiete des Kernbrennstoffes Uran eröffnet sich ein weites Feld wissenschaftlich-technischer Arbeit, die sowohl in Richtung geeigneter Uranlegierungen als auch der sehr interessanten keramischen und pulvermetallurgischen Kombinationen erfolgen muß.

Die zweite, ebenfalls besonders wichtige Werkstoffgruppe stellen die Hüllmaterialien dar. Im Wasser-Wasser-Reaktor kommen hier wohl nur Aluminium und Zirkonium bzw. einige ihrer Legierungen in Betracht, unter bestimmten Bedingungen auch nichtrostende Stähle. Hinsichtlich ihrer Eigenschaften ist zu fordern: kleiner Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen, genügende Festigkeit einschließlich Kriechfestigkeit, Korrosionsbeständigkeit gegen das Kühlmittel, geringe Reaktionsfähigkeit mit dem Spaltstoff sowie ausreichende Verarbeitbarkeit.

Für wassergekühlte Reaktoren, die bei Kühlmittel-Temperaturen bis 100°C arbeiten, ist *Reinaluminium* (außer als Brennelementenhülle auch für andere

Konstruktionsteile) gut brauchbar. Hier sind im wesentlichen die üblichen Gesichtspunkte hinsichtlich deren Korrosion zu beachten, so vor allem: Abwesenheit von korrosionsfördernden Fremdmetallanteilen — sowohl im Metall als auch im Wasser — sowie Abwesenheit von Halogenionen. In Hochtemperaturwasser verhält sich Aluminium jedoch weit schlechter, z. B. liegt die Einsatzgrenze für 99,5 Al bei etwa 200° C. Besonders bemerkenswert ist, daß Reinst-Aluminium viel unbeständiger ist als normale Handelsqualität, wie z. B. 99,5%iges Al und daß selbst Legierungen mit z. B. 0,5% Cu gegen Druckwasser relativ beständig sind. Das steht im krassen Gegensatz zum Verhalten des Aluminiums und seiner Legierungen gegen Wasser bis etwa 100°, und es ist zu betonen, daß die Korrosionseigenschaften von Aluminiumwerkstoffen in Wasser bis 100° in keiner Weise Beziehung haben zum Verhalten in Druckwasser. Die Gründe liegen in einem weitgehend anderen Schädigungsmechanismus, der mit der steigenden Dissoziation des Wassers bei hohen Temperaturen in Zusammenhang gebracht wird. Während unter normalen Bedingungen die Lokalelementbildung und eine etwaige Unmöglichkeit der Aufrechterhaltung einer dichten und schützenden Deckschicht die korrosionsfördernden Momente sind, sind bei hohen Temperaturen Wasserstoffaufnahme und Blasenbildung im Metall ausschlaggebend. Anwesende Phasen, an denen Wasserstoff eine geringere Überspannung als am Aluminium besitzt, wirken einem (atomaren) Eintritt im Gitter entgegen, da es leichter zur molekularen gasförmigen Abscheidung an der Oberfläche kommt.

Bestimmte Legierungen, wie z. B. AlSi7Mg0,3 oder Al mit 0,5% Ni oder Cu werden als *genügend druckwasserbeständig bis 250—300° C* beschrieben. Untersuchungen in dieser Hinsicht sind auf jeden Fall wünschenswert: würde es gelingen, eine Aluminiumlegierung zu entwickeln, die bis etwa 280° oder 300° C eine genügende Betriebssicherheit in chemischer und mechanischer Hinsicht gewährleisten würde, so käme zu den infrage kommenden Hüllenwerkstoffen für Druckwasserreaktoren ein weiterer hinzu. Man kann allerdings nicht erwarten, mit Leichtmetall-Legierungen in Arbeitsgebiete hineinzukommen, die von den besten Zirkoniumlegierungen erreicht werden.

Aluminium reagiert bei Temperaturen oberhalb 200—250° C merklich mit Uran unter Bildung mehrerer intermetallischer Phasen (UAl_2 , UAl_3 und UAl_{4-5}). Die Bildung besonders der letztgenannten Phase und somit die Überschreitung der angegebenen Temperatur an der Grenze Spaltstoff-Hülle muß aus verschiedenen Gründen vermieden werden. Durch Eloxierung sind jedoch die „Verträglichkeitstemperaturen“ beträchtlich heraufsetzbar, da durch die oxydische Schicht die Reaktionspartner getrennt werden und ein nennswertiger Materialtransport durch die Schicht — unabhängig nach welchem Prinzip — zweifellos erst bei wesentlich höheren Temperaturen erfolgt.

Der stark oxydhaltige, pulvermetallurgisch hergestellte *SAP-Werkstoff* (=Sintered Aluminium Powder) ist bisher offenbar noch nicht als Konstruktionsmaterial herangezogen worden. Die besonderen Eigenschaften des SAP, wie seine hohe Härte und vor allem seine bis etwa 400° kaum abfallende Festigkeit lassen das Material vom mechanischen Standpunkt als sehr geeignet erscheinen. Es ist

jedoch festgestellt worden, daß verschiedene Metalle in SAP schneller diffundieren als unter gleichen Voraussetzungen in Reinstaluminium. Diese mit der besonderen Feinkörnigkeit und dem Zustand des Oxydanteiles im SAP zusammenhängende Tatsache kann u. U. nachteilig für die Verträglichkeit mit Uranmetall sein. Auch ist bisher nichts bekannt geworden über seine Korrosionsbeständigkeit

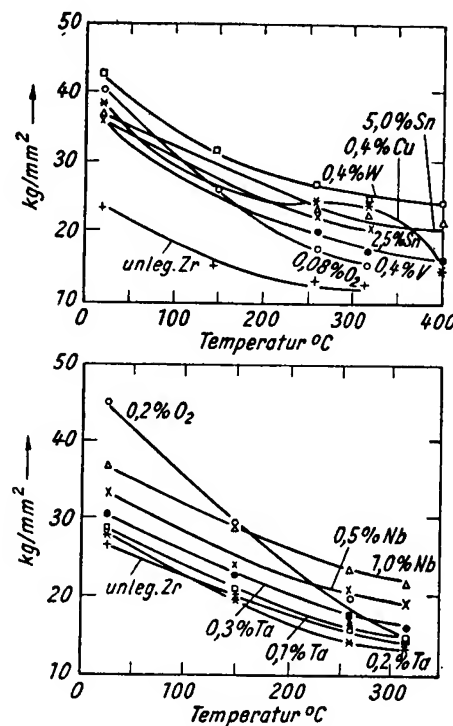


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der Zugfestigkeit von Zirkonium und Zirkoniumlegierungen
oben: geringer Hf-Gehalt; unten: hoher Hf-Gehalt
(nach SIMCOE und MUDGE)

in Wasser aller Temperaturen. Auch die Fragen der Verarbeitbarkeit einschließlich der Schweißbarkeit sind im Zusammenhang mit der Herstellung von Brennstoffelementen noch nicht gelöst worden.

Zirkonium, das besonders für Druckwasser-Reaktoren wichtige Hüllenmetall, spielte vor der Entwicklung der Atomindustrie eine recht untergeordnete Rolle. Heute wird dieses Metall und einige seiner Legierungen bereits in mehreren Ländern in großtechnischem Maßstab in nuklearreiner Qualität hergestellt. Die damit verbundenen Schwierigkeiten lagen vor allem in der Abtrennung des Hafniums (bis $< 0,01\%$) sowie in den erforderlichen Hochvakuumanlagen zum Erschmelzen

gut verformbarer und hochtemperaturwasserbeständiger Qualitäten. In der DDR stehen wir hier erst am Anfang der technischen Entwicklung.

Die Festigkeitseigenschaften von reinem Zirkonium sind mäßig, können jedoch durch geringe Legierungsanteile heraufgesetzt werden (Abb. 7). Kalt- und Warmfestigkeit werden auch von geringen Sauerstoffgehalten beeinflusst. Von größter Bedeutung ist seine *ausgezeichnete Korrosionsbeständigkeit gegen Hochtemperaturwasser* bis in die Nähe der kritischen Temperatur. Auch diese Eigenschaft ist jedoch *empfindlich abhängig von bestimmten Begleitelementen*, und zwar um so mehr, je höher die Wassertemperatur ist. Die Skala der Korrosionsbeständigkeit bei $\geq 300^\circ\text{C}$ reicht z. B. von „völliger Zerfall nach Tagen“ bis „völlige Beständigkeit nach Monaten“. Ein Einsatz bei solchen Temperaturen im Reaktor ist deshalb sehr kritisch, falls nicht ausreichende Qualitäten zur Verfügung stehen. Eine gute Beständigkeit beruht auf der Ausbildung einer festhaftenden Oxydschicht, die zunächst nach einem parabolischen Gesetz aufwächst. Solange diese Schicht kompakt bleibt, verleiht sie dem Metall einen ausgezeichneten Schutz, reißt sie jedoch auf, so tritt an dieser Stelle eine rasche Zerstörung des Metalles ein, da eine neue schützende Schicht sich offenbar nicht mehr ausbilden kann. Dieser Vorgang wird im angelsächsischen Schrifttum „Breakaway“ genannt, tritt vornehmlich bei Wassertemperaturen von $\geq 300^\circ\text{C}$ auf und bestimmt somit entscheidend die Lebensdauer von Zirkonium unter diesen Bedingungen. Das „Breakaway“ wird besonders durch im Metall anwesende geringe Gehalte von Stickstoff und auch Kohlenstoff gefördert, man muß deshalb besonders deren zulässige Toleranz kennen und beherrschen. In Abb. 8 ist der Einfluß des Stickstoffes auf die Korro-

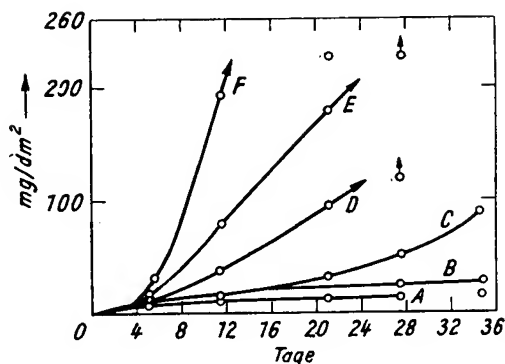


Abb. 8. Einfluß des Stickstoffgehaltes auf die Korrosionsbeständigkeit von kompaktem Zirkonium in Wasser von 330°C (nach LUSTMAN). Pulvermetallurgisch hergestellte Proben

Stickstoffgehalte twa (in ppm)	Sollwert		Analyse	Sollwert		Analyse
	A	B		D	E	
	30	40	30	70	80	40
	40	50	30	80	140	90
			30			130

sionsgeschwindigkeit von Zirkonium in Wasser von ca. 330° C dargestellt und man erkennt, daß bei höheren N-Gehalten die Kurven der Gewichtszunahme sehr steil verlaufen. Die maximal zulässigen Verunreinigungen von Reaktorzirkonium sind in Tab. 2 zusammengestellt, wobei jedoch wohl noch nicht alle Werte als technisch gesichert anzusehen sind. Die Reinheitsforderungen sind natürlich auch abhängig von der Einsatztemperatur, die jedoch bei einer Möglichkeit lokaler Überhitzungen an den Brennstoffelementen mit der mittleren Wassertemperatur des Reaktors nicht gleichzusetzen ist.

TABELLE 2
Verunreinigungen in Reaktorzirkonium¹⁾
hinsichtlich seiner Beständigkeit gegen
Druckwasser

N = 0,005 %	Al = 0,01 %
C = 0,04 %	Ti = 0,008 %
O = 0,5 %	Ca = 0,0025%
H = 0,005 %	Mg = 0,002 %
Cl = 0,0015%	Si = 0,002 %

¹⁾ nach: B. LUSTMAN u. F. KERZE; The Metallurgy of Zircorium,
Mc Graw-Hill-Book Comp. 1955

Glücklicherweise sind bestimmte Legierungselemente, besonders Zinn, in der Lage, den *schädlichen Einfluß des Stickstoffes in gewissen Grenzen zu kompensieren*. So können z. B. bei Anwesenheit von 0,5% Sn, 0,02% N und bei 2% Sn 0,04 bis 0,06% N toleriert werden. Da jedoch Zinn selbst korrosionsfördernd wirkt, darf ein optimaler Gehalt nicht überschritten werden. Auf Grund dieser Erkenntnisse wurden *Zirkonium-Legierungen* mit z. B. 0,5—1,5% Sn und 0,25—0,40% Fe+Cr+Ni entwickelt (*Zircaloy-Legierungen*), die man heute dem reinen Zirkonium vielfach vorzieht, da sie für den Druckwasserreaktor eine größere Sicherheit darstellen. Bei den Bemühungen in der DDR um eine Herstellung von Zirkonium als Brennelement-Hüllenwerkstoff sollte man diese Ergebnisse des Auslandes berücksichtigen.

Schließlich sei bemerkt, daß die Geschwindigkeit des Angriffes besonders auf Zirkonium stark von dessen Oberflächenbeschaffenheit abhängig ist; auch werden Korrosionsvorgänge unter „Reaktorbedingungen“ noch von einigen weiteren Faktoren beeinflusst, von denen der Gasgehalt (O₂ und H₂) des Wassers und dessen Strömungsgeschwindigkeit genannt seien. Bisher wenig untersucht wurde der Einfluß der Strahlung auf die stattfindenden Korrosionsprozesse; die hierüber zu findenden Bemerkungen und Daten sind uneinheitlich, und es sind sowohl fördernde als auch hemmende Wirkungen erwähnt worden. Wirklich entscheidende Beeinflussungen, die etwa ohne Strahlungseinwirkungen gewonnene Korrosionsdaten wertlos machen, wurden anscheinend nicht beobachtet. Es sei auch erwähnt, daß die abtragende Korrosion nicht nur hinsichtlich der Lebensdauer

der Werkstoffe von Bedeutung ist, sondern auch im Hinblick auf die stets möglichst niedrig zu haltende Aktivität des 1. Kreislaufes, die durch mitgeführte, aktive Korrosionsprodukte stark beeinflusst werden kann.

Die Beständigkeit des Zirkoniums gegenüber Uran ist als ausreichend zu bezeichnen, da bei den kompakten Metallen unterhalb 600° C keinerlei Reaktion nachgewiesen werden kann.

Im folgenden sollen aus dem überaus großen Gebiet der Strahlenwirkungen noch einige Arbeitsrichtungen herausgegriffen werden, die von metallkundlichem oder physikalischem Interesse sind. Untersuchungen über die Einwirkung von Strahlung auf Materialien sind in verschiedener Hinsicht von Bedeutung. Für den Reaktorbau und -Betrieb steht naturgemäß das Studium von *Eigenschaftsänderungen der Spaltstoffe und Konstruktionswerkstoffe unter Neutroneneinwirkung* im Vordergrund, woraus letztlich Voraussagen über deren Lebensdauer gewonnen werden sollen. Die strahlenbedingten Veränderungen beim Uran wurden schon oben erörtert. In diesem Zusammenhang interessieren nicht nur die mechanisch-physikalischen Eigenschaften, sondern auch, wie ebenfalls erwähnt, etwaige Änderungen des Korrosionsverhaltens von Hüllenwerkstoffen. Strahlenbedingte Veränderungen können auch erwünscht sein, besonders wenn es gelingt, *definierte positive Eigenschaftsänderungen* zu erzielen. Das ist z. B. bei der β - und γ -Bestrahlung bestimmter Hochpolymerer der Fall. Außerdem können solche Untersuchungen eine rein physikalische Zielsetzung beinhalten, nämlich die quantitative *Beschreibung der Entstehung und Beseitigung von Strahlenschäden* und die Erforschung ihres Mechanismus, wobei schließlich vertiefte Erkenntnisse über den Feinbau der Materie gewonnen werden können.

Die Wirkungen der eingestrahnten Teilchen oder Quanten beruhen auf den verschiedenen Möglichkeiten der Übertragung von Energie. Neutronen sind vor allem durch Kernreaktionen oder Kernstöße, je nach ihrer Energie und dem bestrahlten Material, wirksam. Elektronen und γ -Strahlen geben im allgemeinen ihre Energie nur durch Anregung und Ionisation ab. Schwere geladene Teilchen vermögen nach beiden Mechanismen zu wirken. Als Ergebnis einer Strahlungseinwirkung können somit a) Fehlordnung (besonders nach FRENKEL), b) Fremdatome, c) Ionen, Radikale und angeregte Zustände bzw. deren Folgeprodukte vorliegen, je nach Strahlenart, -Energie und bestrahltem Material. In jedem Falle muß man beachten, daß die primär herausgeschlagenen Gitterbausteine oder angeregten Moleküle meist nur der Anfang einer Kette von Ereignissen sind, indem bei weiteren Atomen Platzwechsel hervorgerufen werden bzw. weitere chemische Umsetzungen stattfinden.

Die heute meist benutzte Vorstellung von z. B. der *Wirkung eines hochenergetischen Neutrons auf ein metallisches Gitter* stammen aus Rechnungen von F. SEITZ und Modellbetrachtungen von J. A. BRINKMAN (Abb. 9). Hiernach schlägt das Neutron entlang seiner Bahn eine größere Anzahl von Gitterbausteinen von ihren Plätzen, die ihrerseits sekundär, tertiär usw. wirksam sind. Entlang dieser Bahn sollen bei schweren Metallen Temperaturerhöhungen bis 10⁴ Grad etwa 10⁻¹¹ sec.

lang auftreten. Diese als „thermal spikes“ bezeichneten Störungsbereiche sind durch eine große Zahl von FRENKELdefekten charakterisiert. Zum Ende der Bahn hin steigt die Zahl der Zusammenstöße je Längeneinheit und somit auch die durchschnittliche Temperaturerhöhung je Volumenelement, was schließlich zum Überschreiten des Schmelzpunktes und zum Auftreten eines „displacement spike“ (Umlagerungsbereich) im Anschluß an den Störungsbereich führen soll. Diese Zone ist weitgehend frei von FRENKELdefekten, kann jedoch andere Störungen enthalten, wie sie in abgeschreckten Metallen zu erwarten sind, z. B. Stufenversetzungen. Diese sind, neben kleinen Mikrokriställchen anderer Orientierung, in Abb. 9 ebenfalls angedeutet. Das Verhältnis der Größe der beiden Bereiche steht

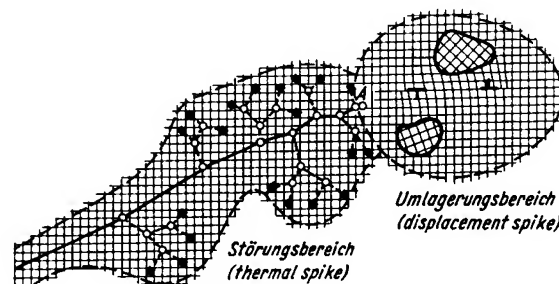


Abb. 9. Schematische Darstellung der Strahlenwirkung im zweidimensionalen Gitter (nach BRINKMAN)

im Zusammenhang mit dem Atomgewicht des betreffenden Elementes; bei schweren Elementen soll der Umlagerungsbereich dominieren, also der Hauptteil der FRENKELdefekte unter der Einwirkung der Strahlung wieder verschwinden bzw. gar nicht erst auftreten. Bei Kupfer kommt BRINKMAN zu einer Größe eines von 2 MeV-Neutronen hervorgerufenen Umlagerungsbereiches von $2 \cdot 10^4$ Atomen $\approx 75 \text{ \AA}$ Durchmesser. Bei leichten Elementen soll der Umlagerungsbereich weitgehend zurücktreten.

Diese Theorien harren noch einer umfassenden experimentellen Nachprüfung, die wegen ihres grundsätzlichen Charakters von großem Wert wäre. Es soll bisher gelungen sein, bei einer Cu-Fe-Legierung Gebiete vorübergehenden Schmelzens bei Protonenbestrahlung durch magnetische Messungen nachzuweisen. Geeignete Versuchsanordnungen (Folienpakete o. ä.) müßten gestatten, diese Umlagerungsbereiche anzureichern und nachzuweisen.

Im folgenden sei auf einige Phänomene der Strahlenwirkung bei Metallen hingewiesen. Nach Dosen von etwa 10^{18} – 10^{20} n treten meist merkliche bis starke Härtungserscheinungen auf, d. h. Härte, Festigkeit und Streckgrenze nehmen zu, während die Dehnung und oft auch die Dichte abnehmen. Auch die Leitfähigkeitseigenschaften verändern sich in Richtung geringerer Werte. In Abb. 10 sind die Härteänderungen einiger Metalle nach Bestrahlung unter ver-

schiedenen Bedingungen zusammengestellt. Aus ihnen ist z. B. zu erkennen, daß nur das weichgeglühte Metall größere Härteänderungen erleidet, während durch Kaltverformung vorgehärtete Proben weniger ansprechen. Die Verfestigung von

Metall	Bestrahlung		Temperatur in ° C	Härte vor nach Bestrahlung		Lit. *)
	Art	Dosis				
Cu weich	ε	$5 \cdot 10^{18}$	-20	Hp 44	48	(76)
Cu weich	n	gering	40	R _F 36	51	} (12)
Cu hart	n	gering		identisch		
Cu weich	n	$1,5 \cdot 10^{18}$	0—40	Hp 41	56	(168)
Cu weich	n	$5 \cdot 10^{19}$	40	R _F 43	90	} (12)
Cu hart	n	$5 \cdot 10^{19}$		93	97	
Mo weich	d	$1,6 \cdot 10^{13}$	—	K 158	177	} (102)
Mo hart	d	$1,6 \cdot 10^{13}$	—	identisch		
Ti	n	$3 \cdot 10^{19}$	280	57	61	} (214)
Ta	n	10^{19} $1,5 \cdot 10^{19}$ s	280	R _A 49	57	
W	n	10^{19} $1,5 \cdot 10^{19}$ s	280	fast ident.		(215)

Hp Vickers-, R_A und R_F Rockwell-, K Knoop-Härte

Abb. 10. Härteänderung von Metallen durch Korpiskularbestrahlung
(aus LINTNER und SCHMID — *) nach LINDNER u. SCHMID)

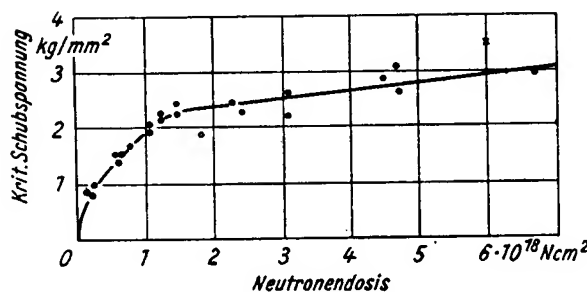


Abb. 11. Kritische Schubspannung von Kupferkristallen als
Funktion der Strahlendosis (nach BLEMITT)

Kupferkristallen durch Korpiskularstrahlung ist auch aus dem in Abb. 11 erkennbaren starken Anstieg der kritischen Schubspannung zu entnehmen. Von unmittelbarem technischen Interesse sind in diesem Zusammenhang vor allem Untersuchungen im Hinblick auf die Versprödung der Werkstoffe, so daß neben

den statischen Prüfungen Schlagfestigkeitsmessungen von besonderer Bedeutung sind (Abb. 12).

Einige Änderungen sind in mancher Hinsicht den durch Kaltverformung hervorgerufenen ähnlich, jedoch bestehen auch bedeutende Unterschiede. Zweifellos ist die Art der hervorgerufenen Gitterstörungen verschieden, was als Ursache z. B. für die beobachteten verschiedenartigen Erholungscharakteristiken aufgefaßt werden kann. Besonders an Kupfer ist festgestellt worden, daß die Erholung der elektrischen Leitfähigkeit nach Kaltverformung hinter derjenigen nach Bestrah-

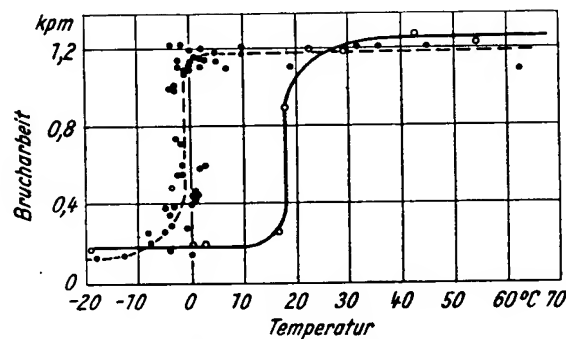


Abb. 12. Versprödung eines Kohlenstoffstahls (SA 1019) durch Deutonenbestrahlung (nach Schlagversuchen mit Schnadt-Proben nach MEYER) —•—•— unbestrahlt ———○— bestrahlt

lung zurückbleibt, vor allem bei „höheren“ Temperaturen. So zeigen bei 4° K bestrahltes und kaltverformtes Kupfer bis —80° C ähnliche Erholung, bei Raumtemperatur verbleiben jedoch im verformten Material noch 50%, im bestrahlten noch 25% der ursprünglichen Schäden.

Man erkennt hieraus gleichzeitig, daß zur Erfassung des gesamt möglichen Umfanges der Beeinflussung *Untersuchungen bei sehr tiefen Temperaturen* vorgenommen werden müssen, da sonst schon während der Strahleneinwirkung bzw. Verformung die leicht ausheilbaren Störungen laufend beseitigt werden und sich der anschließenden Messung entziehen. Daß strahlungsbedingte Schäden bei manchen Metallen schon zwischen 20 und 50° K auszuheilen beginnen, wird in Abb. 13 dargestellt. Besonders bemerkenswert ist die Erholungskurve von Kupfer. Der kräftige Widerstandsabfall in diesem Temperaturbereich deutet auf eine große Zahl mit sehr geringer Aktivierungsenergie rekombinationsfähiger FRENKEL-defekte hin.

Die Erholungscharakteristiken sind erst bei einigen Metallen systematisch untersucht. Deren zeit- und temperaturabhängige Verfolgung und der Vergleich zu den analogen Vorgängen nach Kaltverformung in Abhängigkeit von den verschiedensten Parametern läßt weitere Aufschlüsse über die Natur der strahlungsbedingten Schäden erwarten. Hier ergibt sich ein großes Gebiet systematischer Arbeit.

Von gleichermaßen technischer wie wissenschaftlicher Bedeutung ist das Gebiet der Strahlenwirkung auf Hochpolymere. Jeder Kunststoff erleidet nach jeweils verschieden großen Dosen (10^5 – 10^{10} r) Struktur- und Eigenschaftsänderungen, die auf ionisierende Wirkungen der Strahlung und die über Zwischenstufen darauffolgende Bildung freier Radikale zurückzuführen sind. Diese Vorgänge führen bei manchen Hochpolymeren zur Vernetzung, d. h. zur Bildung von Hauptvalenzbindungen zwischen den Kettenmolekülen, bei anderen zur Sprengung von Hauptketten oder zur Abspaltung von Seitenketten, also zum Abbau und zur Zerstörung. Mit der Bildung von Vernetzungen sind Eigenschafts-

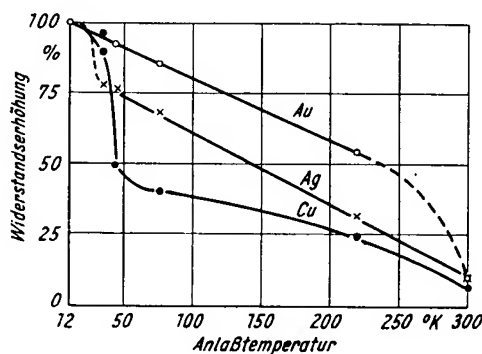


Abb. 13. Erholung Deuteronen-bestrahlter Metalle bei verschiedenen Anlaßtemperaturen (nach COOPER, KOEHLER und MARX)

änderungen verbunden, die für viele Zwecke als vorteilhaft anzusprechen sind. So wird mit steigender Dosis z. B. die Formbeständigkeit eines Thermoplastes bei höheren Temperaturen verbessert, indem die genügend vernetzten Bereiche am Schmelzvorgang nicht mehr teilnehmen und bei entsprechendem Vernetzungsgrad das ganze Material unschmelzbar wird. Ebenso werden Löslichkeit bzw. Quellbarkeit sowie die mechanischen Eigenschaften besonders bei höheren Temperaturen beeinflusst. Ein Beispiel der Wirkung beim besonders gut untersuchten Polyäthylen wird in Abb. 14 gezeigt. Die erhöhte Wärmebeständigkeit des bestrahlten Produktes hat im Ausland bereits zu einer industriellen Erzeugung von bestrahltem Polyäthylen („Irrathene“) geführt.

Die strahlungsbedingte Vernetzung wird bei mehreren Hochpolymeren z. B. durch Sauerstoff ungünstig beeinflusst, da sich hierbei Peroxydbrücken bilden können, die weit weniger stabil sind als „direkte“ Vernetzungen. Auch kann die Vernetzungsreaktion überhaupt behindert werden und somit schließlich der Abbau überwiegen. Das Studium von Bestrahlungswirkungen unter definierten und reproduzierbaren äußeren Einflüssen, die bisher häufig nicht genügend berücksichtigt worden sind, kann eine Deutung mancher uneinheitlicher Versuchs-

ergebnisse herbeiführen. Die genaue Kenntnis des Verhaltens wichtiger Kunststoffe im Strahlungsfeld wird auch zur Klärung ihrer Einsatzmöglichkeiten für den Bau bestimmter Teile von Reaktoranlagen beitragen.

Es sei schließlich noch auf Wirkungen bei Halbleitern, wie Germanium, Silizium u. a. hingewiesen, die deswegen eine Sonderstellung einnehmen, weil auf Grund der starken Abhängigkeit ihrer Leitfähigkeit von der Fehlstellenkonzentration oder von anwesenden Fremdatomen schon Dosen von 10^{13} — 10^{14} n/cm² größere Änderungen ergeben. Hier können sowohl schnelle als auch thermische Neutronen wirksam sein; die Veränderungen sind im ersten Falle thermisch aus-

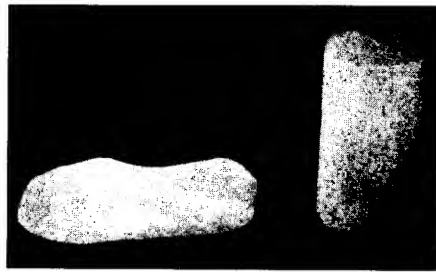
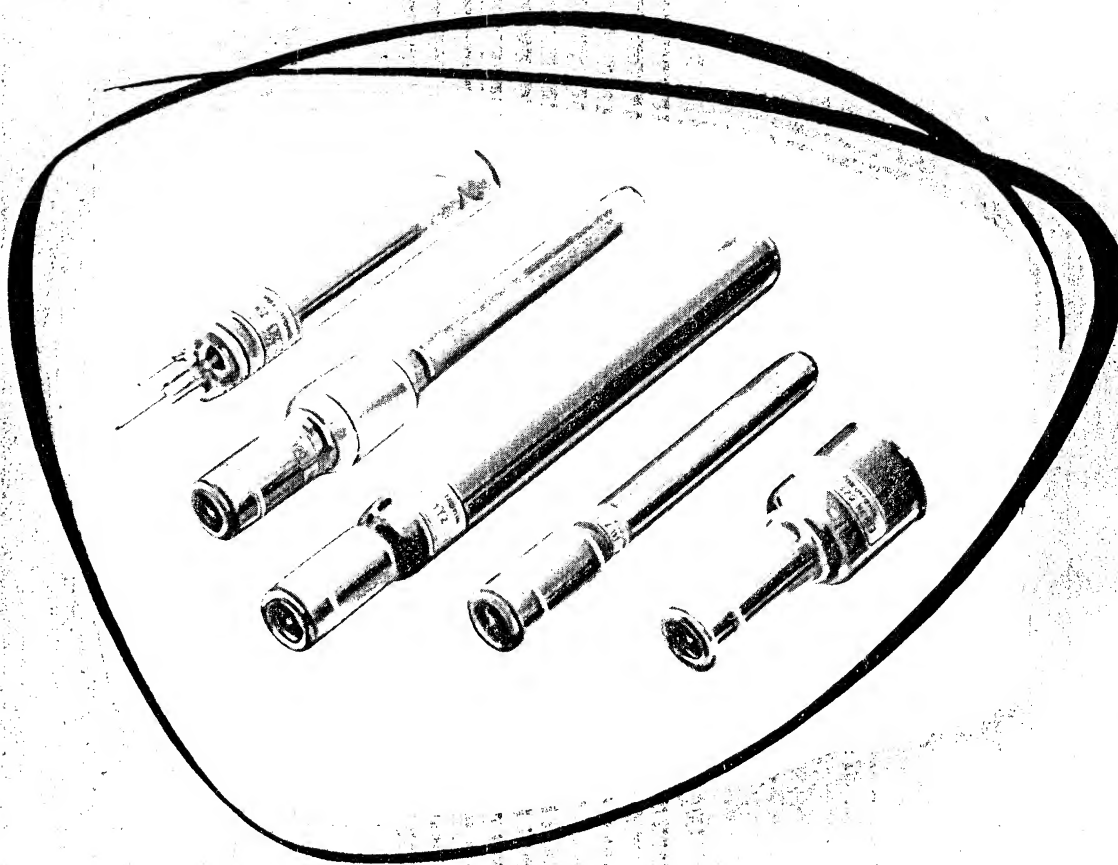


Abb. 14. Polyäthylen. Bedeutung von Bestrahlung für die Temperaturbeständigkeit. Die unbestrahlte Probe hat bei 120° C ihre Formfestigkeit verloren

heilbar, im zweiten nicht. Die Verfolgung von Leitfähigkeitsänderungen nach Einbau einer reproduzierbaren Zahl von FRENKELdefekten oder Fremdatomen liegt hier besonders nahe.

Strahlenwirkungen wurden bisher wohl an allen Stoffgruppen studiert, die Erörterung weiterer Beispiele ginge jedoch über den Rahmen dieser Ausführungen hinaus. Die intensive Bearbeitung dieses Gebietes im letzten Jahrzehnt wurde erst möglich durch den Bau von Reaktoren und auch Beschleunigern hoher Leistung sowie durch die Verfügbarkeit starker γ -Quellen. Der Aufbau des ersten Kernreaktors in der DDR eröffnet uns dieses wichtige Forschungsgebiet. Es wird zusammen mit den im ersten Teil des Berichtes besprochenen Werkstoffproblemen eines der Arbeitsgebiete des Zentralinstitutes für Kernphysik sein, dessen praktische Bedeutung vor allem im Hinblick auf das künftige Kernenergieprogramm unseres Landes zu suchen ist.

Geiger-Müller-Zählrohre



Vakutronik

V E B V A K U T R O N I K D R E S D E N

Geiger-Mueller-Counters

In this leaflet are described G. M. counters for different scientific-technical applications in measuring the radiation of radioactive substances and X-rays.

We are offering, in this series, G. M. counters, manufactured of highly potassium-free glass and with an interior cathode-layer on the glass surface. For **Vakutronik** pulse counters and counting rate meters the high voltage, necessary for the operation of the counter, is supplied through the counter connection. If the high voltage is increased beyond the threshold voltage, the intensity counting rate remains nearly constant within the plateau:

Counting rate	= Impulsdichte
Threshold voltage	= Einsatzspannung
Operating voltage	= Arbeitspunkt
Plateau end	= Plateauende
Voltage	= Spannung

The plateau is measured with an average counting rate of 10^4 pulses/min at room temperature. All counters can be used in a temperature region from -10°C to $+70^\circ\text{C}$. With the exception of VA-Z-430 they are provided with the coaxial standard counter base.

Thin-walled glass counter with varnish for the protection against light for measuring beta-rays with energies above 200 keV and gamma radiation.

Wall thickness	30 . . . 45 mg/cm ²
Operating voltage	about 1000 V
Plateau length	> 200 V
Plateau slope	> 5%/100 V
Background	about 50 imp/min
Weight	about 30 grams

Glass counter with varnish for the protection against light for the measurement of beta-rays with energies above 350 keV and gamma radiation. (Technical data see German text).

Thin-walled glass counter for the measurement of beta-rays with energies above 180 keV and gamma radiation in liquids. (Technical data see German text).

End window counter for the measurement of alpha-particles above 4 MeV, soft beta-rays above 60 keV and gamma radiation. (Technical data see German text).

Thin walled glass counter with ground glass joints for the measurement of beta-rays with energies above 180 keV and gamma radiation in liquids.

Ground glass joints NS 29/22
(Further data see German text).

The following jackets are available:

Liquid sampling jacket VA-H-300
Flow jacket VA-H-301

Thin-walled glass counter surrounded by a fixed liquid sampling jacket for the measurement of beta-rays above 180 keV and gamma radiation.

Capacity of the jacket about 15 ml
(Further data see German text).

means the active counter length

Counters without varnish for the protection against light ought to be isolated lightproof during the measurements. For the industrial use the easily breakable thin-walled counters are to be protected against mechanical damages.

Attention! Wrong polarity of the high voltage destroys the counter.

Further types are in preparation.

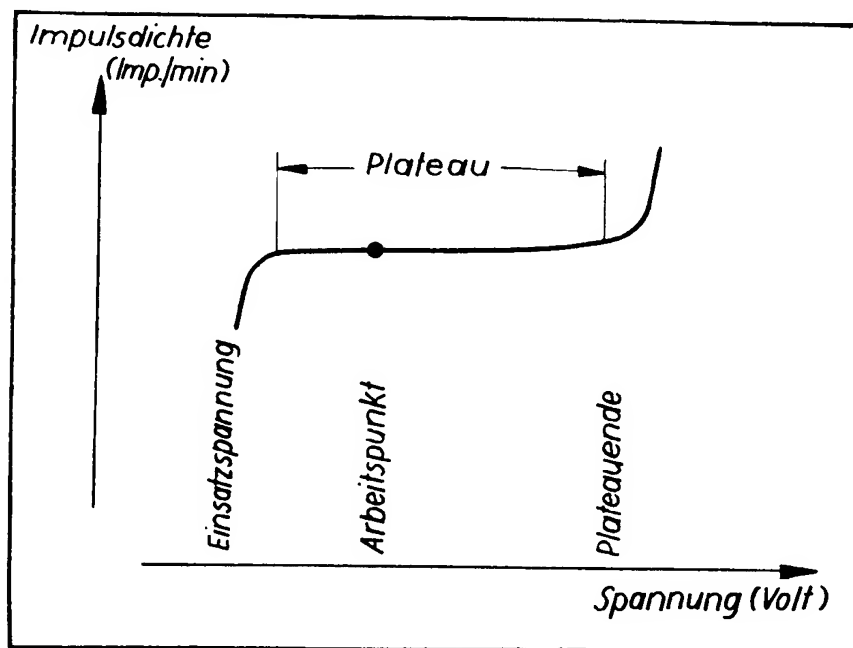
We are at your disposal to give further informations regarding the carrying out of measurements with **Vakutronik** Counters.

1st edition, June 1957.

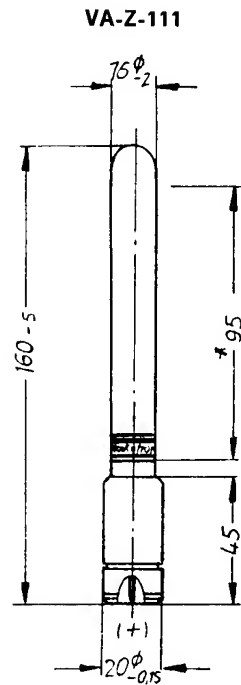
VEB VAKUTRONIK DRESDEN

In dieser Liste sind selbstlöschende Auslösezählrohre für verschiedene wissenschaftlich-technische Anwendungsgebiete zum Nachweis radioaktiver Substanzen und von Röntgenstrahlen enthalten.

Diese Typenreihe ist aus kaliarmem Glasrohr mit innerer Schichtkathode gefertigt. Die zum Betrieb des Zählrohres notwendige Hochspannung wird bei Vakutronik-Impulszählern und -Dichtemessern über den Zählrohranschluß zugeführt. Verändert man die Hochspannung über die Einsatzspannung hinaus, so bleibt innerhalb des Plateaus die Intensitätsanzeige nahezu konstant:

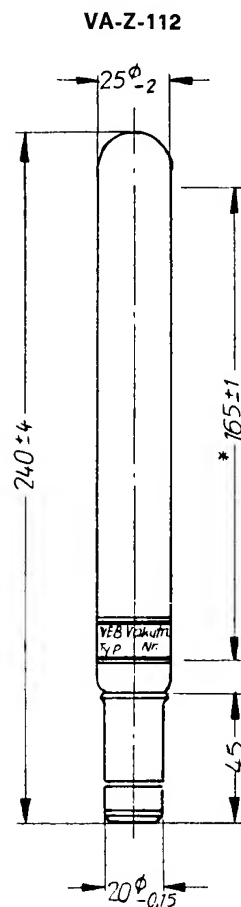


Die Plateaukennwerte werden mit einer mittleren Zählrate von 10^4 Impulsen/min bei Zimmertemperatur bestimmt. Alle Zählrohre können im Temperaturbereich von -10°C bis $+70^\circ \text{C}$ verwendet werden. Sie sind – außer VA-Z-430 – mit einem coaxialen Standard-Zählrohrsockel versehen.



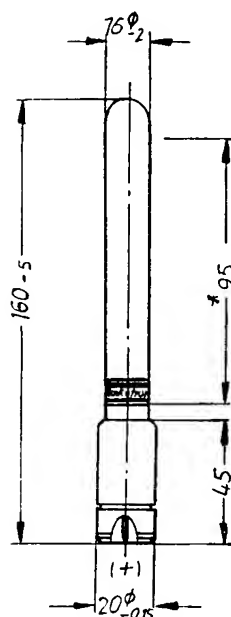
Dünnwandiges Glaszählrohr mit Lichtschutzlack für den Nachweis von β -Strahlen mit Energien größer als 200 keV und von γ -Quanten.

Flächengewicht der Wandung	30 ... 45 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1000 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausstieg	< 5 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 50 Imp./min
Gewicht	ca. 30 g



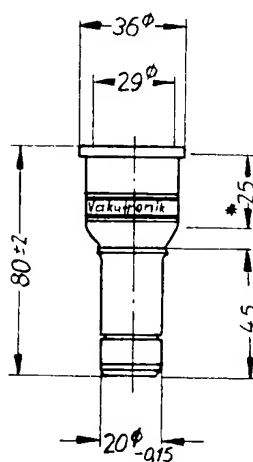
Glaszählrohr mit Lichtschutzlack für den Nachweis von β -Strahlen ab 350 keV und von γ -Quanten.

Flächengewicht der Wandung	80 ... 100 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1100 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausstieg	< 5 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 150 Imp./min
Gewicht	ca. 50 g

VA-Z-113

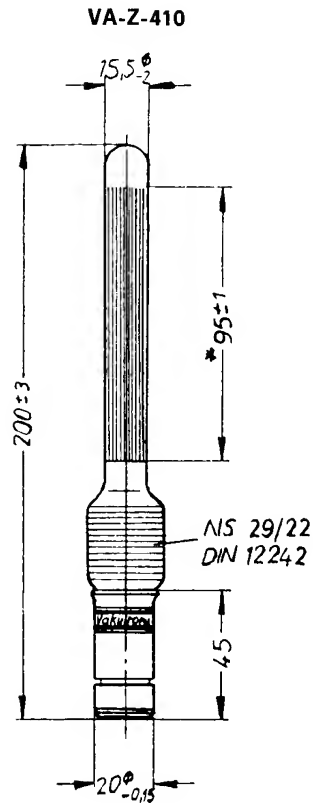
Dünnwandiges Glaszählrohr für Messungen in Flüssigkeiten für den Nachweis von β -Strahlen ab 180 keV und von γ -Quanten.

Flächengewicht der Wandung	20 ... 35 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1000 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausdehnung	< 5 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 50 Imp./min
Gewicht	ca. 30 g

VA-Z-320

Fensterzählrohr in Glockenbauart für den Nachweis von Alphateilchen ab 4 MeV, von β -Strahlen ab 60 keV und von γ -Quanten.

Flächengewicht des Fensters	2,5 ... 4 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1100 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausdehnung	< 7 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 60 Imp./min
Gewicht	ca. 60 g



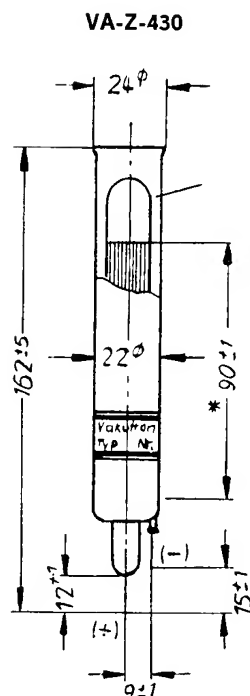
Dünnwandiges Glaszählrohr mit Normschliff für den Nachweis von β -Strahlen in Flüssigkeiten ab 180 keV und von γ -Quanten.

Flächengewicht der Wandung	20 ... 35 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1000 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausiegung	< 5 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 50 Imp./min
Normschliff	29/22
Gewicht	ca. 50 g

Hierzu sind folgende Flüssigkeitsbehälter lieferbar:

Standgefäß VA-H-300

Durchlaufgefäß VA-H-301



Becherzählrohr für Flüssigkeitsmessungen für den Nachweis von β -Strahlen ab 180 keV und von γ -Quanten.

Küvetteninhalt	ca. 15 ml
Flächengewicht der Zählrohrwandung	20 ... 35 mg/cm ²
Arbeitsspannung	ca. 1000 V
Plateaulänge	> 200 V
Plateauausiegung	< 5 % / 100 V
Nulleffekt	ca. 50 Imp./min
Gewicht	ca. 30 g

In den Maßskizzen bedeutet * die aktive Zählrohlänge.

VEB Vakutronik
Dresden A 21
Dornblüthstraße 14

- I n f o r m a t i o n s b l a t t -

Geiger-Müller-Zählrohre für Strahlenmessungen

Alle hier angeführten selbstlöschenden Auslösezählrohre sind mit einer inneren Graphitschichtkathode versehen und besitzen außer dem Typ VA-Z-430 den coaxialen Standard-Zählrohrsockel. Sie können im Temperaturbereich von - 100° bis + 700° C eingesetzt werden. Zählrohre ohne Lichtschutzlack müssen während der Messungen lichtdicht eingeschlossen sein.

Type VA - Z	110	111	112	113	410 ⁺)	430	431	231	320
Ausführung	Gl	Gl	Gl	Fl	Fl mit Normschliff 29/22	Fl mit Küvette für ca. 15 ml	Fl mit Küvette für ca. 3 ml	H/Gl	Fe
Länge des aktiven Volumens (mm)	20	80	145	80	70	70	20	250	20
Durchmesser (mm)	10	15	25	15	15	15	10	40	30
Flächengewicht der Wand (mg/cm ²)	30...45	30...45	80...100	20...35	20...35	20...35	20...30	900	-
Flächengewicht des Fensters (mg/cm ²)	-	-	-	-	-	-	-	-	2,5...4
Für Beta-Strahlen empfindlich ab (keV)	200	200	350	180	180	180	180	-	60
Fensterdurchmesser (mm)	-	-	-	-	-	-	-	-	27
Lebensdauer (ca.Imp.)	10 ⁸	10 ⁸	5.10 ⁸	10 ⁸	10 ⁸	10 ⁸	10 ⁸	10 ⁸	10 ⁸
Plateauanstiegung (%/100 V)	7	5	5	5	5	5	7	5	7
Plateaulänge (V)	150	200	200	200	200	200	150	200	200
Arbeitsspannung	1...1,1	1...1,1	1,1...1,2	1...1,1	1...1,1	1...1,1	1...1,1	1,1...1,2	1,1...1,2
Nulleffekt ohne Abschirmung (ca.Imp./min)	10	50	150	50	50	50	10	350	35
Gewicht (ca.g)	30	30	50	30	50	30	15	500	50

Gl : Glaszählrohr mit Schutzlacküberzug
Fl : Glaszählrohr für Flüssigkeitsmessungen
Fe : Fensterzählrohr in Glockenbauart
H/Gl : Höhenstrahlzählrohr aus Glas mit Metallmantel

+) dazu passend
lieferbar:

Standgefäß VA-H-300 (ca.125 ml Meßflüssigkeit)
Durchlaufgefäß zur Messung strömender radioaktiver Flüssigkeiten
VA-H-301 (mindestens 50 ml Meßflüssigkeit)

Änderungen, insbesondere solche, die durch den technischen Fortschritt bedingt sind, vorbehalten !

2. Ausgabe
Dezember 1957

Zählrohre ohne Lichtschutzlack müssen während der Messungen lichtdicht eingeschlossen werden. Bei industriellem Einsatz sind die leicht zerbrechlichen dünnwandigen Zählrohre gegen mechanische Beschädigungen zu schützen.

**Achtung! Falsche Polung der Hochspannung
führt zur Zerstörung des Zählrohres**

Weitere Typen sind in Vorbereitung.

Für Beratungen bei der Durchführung von Messungen mit Vakutronik-Zählrohren stehen wir Ihnen jederzeit zur Verfügung. Unser Kundenlabor bietet Ihnen die Möglichkeit, Aufbau und Funktion der Vakutronik-Erzeugnisse kennenzulernen.

1. Ausgabe Juni 1957

Ein Thema für die ganze Welt

Die friedliche Ausnutzung der Atomenergie

AKADEMIE · VERLAG · BERLIN



Tagung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR über die friedliche Ausnutzung der Atomenergie

Das umfangreiche Werk enthält Vorträge, die auf der Tagung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR über die friedliche Ausnutzung der Atomenergie vom 1. bis 5. Juli 1955 in Moskau gehalten wurden. Es handelt sich um Forschungs- und Entwicklungsarbeiten sowie deren Ergebnisse auf den Gebieten der experimentellen und theoretischen Kernphysik, der Technik, Chemie und Biologie im Zusammenhang mit dem Thema dieser Tagung. Die Vorträge stellen die erste umfassende Veröffentlichung sowjetischer Arbeiten auf dem Gebiet der friedlichen Ausnutzung der Atomenergie dar. Die historische Entwicklung der Kernphysik wird ebenfalls berücksichtigt. Die zahlreichen bedeutsamen Berichte decken sich inhaltlich in keiner Weise mit den später auf der Genfer Konferenz gebrachten Vorträgen. Sie vermitteln einen guten Überblick über den gegenwärtigen Stand der sowjetischen Forschung und Entwicklung für den Wissenschaftler und Techniker, der sich für die Aufgaben der vielseitigen friedlichen Ausnutzung der Atomforschung interessiert.

1. bis 5. Juli 1955

5 Bände

(Übersetzung aus dem Russischen)

BAND I

Plenarsitzung

1957. VI, 85 Seiten - 36 Abbildungen - 36 einfarb. Tafeln - 1 Ausschlagtafel - 3 Tabellen
- gr. 8° - Ganzleinen DM 7,50

BAND II

Sitzung der Abteilung Physik und Mathematik

1957. VII, 308 Seiten - 135 Abbildungen - 2 Kunstdrucktafeln - 1 Ausschlagtafel - 55 Tabellen - gr. 8° - Ganzleinen DM 29,50

BAND III

Sitzung der Abteilung Technik

1958. VII, 291 Seiten - 141 Abbildungen, davon 12 auf 6 Tafeln - 4 Ausschlagtafeln - gr. 8° - Ganzleinen DM 26,50

BAND IV

Sitzung der Abteilung Chemie

1957. VI, 312 Seiten - 94 Abbildungen, davon 2 auf 2 Kunstdrucktafeln - 53 Tabellen - gr. 8° - Ganzleinen DM 29,50

BAND V

Sitzung der Abteilung Biologie

1957. VI, 266 Seiten - 91 Abbildungen - 21 Tafeln - 85 Tabellen - gr. 8° - Ganzleinen DM 26,50

Sämtliche Veröffentlichungen unseres Verlages sind durch jede gute Buchhandlung zu beziehen

Falls keine Bezugsmöglichkeit durch eine Buchhandlung vorhanden ist, wenden Sie sich bitte

in der Deutschen Demokratischen Republik

an den Akademie-Verlag GmbH., Berlin W 8, Mohrenstraße 39,

in der Deutschen Bundesrepublik

an die Auslieferungsstelle, Firma KUNST UND WISSEN,
Erich Bieber, Stuttgart N, Hospitalstraße 33 a,

bei Wohnsitz im Ausland

an den Deutschen Buch-Export und -Import, GmbH., Leipzig C 1, Postschließfach 276,
oder direkt an den Verlag

BEZUGSMÖGLICHKEITEN

Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik

Von

Prof. Dr. WERNER HARTMANN

Dr. FRITZ BERNHARD

Die Schrift gibt einem breiten Kreis von Fachleuten, Ingenieuren und anderen Interessenten einen Überblick über die sich im Fotovervielfacher abspielenden Elementarprozesse und ihre Einflüsse auf seine Arbeitsweise als Szintillationszähler, als Meßinstrument für elementare Teilchen und Quanten. Der Fotovervielfacher ist bereits über 20 Jahre bekannt; dennoch kann man nicht behaupten, daß seine Anwendungsmöglichkeiten bereits ausgeschöpft sind. Zum anderen muß betont werden, daß sich unter Umständen bestimmte Aufgaben mit einer einfachen Fotozelle genauer als mit Vervielfachern lösen lassen.

1957. VIII, 188 Seiten – 113 Abbildungen – 12 Tabellen –
gr. 8° – Ganzleinen DM 19,50

Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik

Vortragsreihe veranstaltet von der

Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

Herausgegeben von Prof. Dr. GUSTAV HERTZ

Die Beiträge von HERTZ, MACKE und RICHTER machen den Leser mit den theoretischen Grundlagen und den experimentellen Tatsachen vertraut. WEISS, HARTMANN und BORN berichten über physikalische und chemische Arbeitsmethoden, die speziell für das Arbeiten mit radioaktiven Substanzen entwickelt worden sind. Die Kernreaktoren, welche die Grundlage für die Gewinnung von Kernenergie sowie für die Herstellung von radioaktiven Isotopen in größeren Mengen bilden, werden von BARWICH ausführlich besprochen. Die von LÖSCHE behandelte paramagnetische Kernresonanz bildet die Grundlage einer kernphysikalischen Meßmethode, welche in letzter Zeit als Hilfsmittel zur Erforschung der Struktur chemischer Verbindungen steigende Bedeutung erlangt hat.

1957. VIII, 279 Seiten – 154 Abbildungen – 24 Tabellen –
gr. 8° – Ganzleinen DM 17,50

BESTELLZETTEL

Hierdurch bestelle/n ich/wir zur Lieferung durch die Buchhandlung

Expl.	Tagung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR über die friedliche Ausnutzung der Atomenergie Band I, Band II, Band III, Band IV, Band V
Expl.	HARTMANN/BERNHARD, Fotovervielfacher
Expl.	HERTZ, Grundlagen und Arbeitsmethoden der Kernphysik
Expl.	FRENKEL, Prinzipien der Theorie der Atomkerne
Expl.	JOFFÉ, Halbleiter-Thermoelemente
Expl.	JOFFÉ, Physik der Halbleiter

Ort und Datum

Name

Genaue Anschrift

Prinzipien der Theorie der Atomkerne

2. Auflage

Von J. I. FRENKEL

(Übersetzung aus dem Russischen)

In deutscher Sprache herausgegeben von

Prof. Dr. JOSEF SCHINTLMEISTER

Das Buch ist die Übersetzung der zweiten Auflage des sowjetischen Werkes „Prinzipien der Theorie der Atomkerne“. Didaktisch geschickt aufgebaut, gibt es unter Verzicht auf Nebensächlichkeiten ein einprägsames Bild vom Bau und Verhalten der Atomkerne.

1957. XIII, 201 Seiten – 42 Abbildungen, davon 15 auf 7 Kunstdrucktafeln – gr. 8° – Ganzleinen DM 26,-

Halbleiter-Thermoelemente

Von A. F. JOFFÉ

(Übersetzung aus dem Russischen)

In deutscher Sprache herausgegeben von

Dr. E. A. NIEKISCH

Nach einer leicht faßlichen Einführung über die zugrunde liegenden thermoelektrischen Effekte bringt der Verfasser konkrete Berechnungen über die energetischen Verhältnisse bei Halb-

leiter-Thermobatterien, sowie über die Auswahl der geeignetsten Materialien. Daneben werden viele weitere Fragen, wie die Kälteerzeugung mittels Halbleiter-Thermoelementen sowie auch einige andere technische Anwendungen (z. B. als Schallerzeuger oder ihre Verwendung bei der Kristallzüchtung und -reinigung), besprochen.

1957. VIII, 69 Seiten – 13 Abbildungen – 9 Tabellen – gr. 8° – DM 8,50

In Vorbereitung befindet sich:

Physik der Halbleiter

Von A. F. JOFFE

(Übersetzung aus dem Russischen)

In deutscher Sprache herausgegeben von

JOACHIM AUTH

Etwa 448 Seiten – 155 Abbildungen – gr. 8° – Ganzleinen etwa DM 45,-

Tabellen der Atomkerne. Zwei Bände

Von Dr. WUNIBALD KUNZ

Prof. Dr. JOSEF SCHINTLMEISTER

Band I erscheint wahrscheinlich im Herbst 1958

Ich/Wir interessieren mich/uns für folgende Fachgebiete:

- ☐ Mathematik / Physik / Astronomie
- ☐ Chemie
- ☐ Geologie / Mineralogie / Meteorologie
- ☐ Geophysik
- ☐ Biologie / Botanik / Zoologie
- ☐ Medizin
 - (Humanmedizin – Veterinärmedizin*)
- ☐ Land- und Forstwirtschaft
- ☐ Maschinenwesen
- ☐ Energiewesen
- ☐ Elektrotechnik
- ☐ Berg- und Hütten Technik
- ☐ Textiltechnik
- ☐ Philosophie / Psychologie
- ☐ Religionsgeschichte
- ☐ Sprachwissenschaft
 - (Klassik, Germanistik, Anglistik, Romanistik, Slawistik, Orientalistik, Finnisch-ugrisch*)
- ☐ Literaturwissenschaft
- ☐ Kultur- und Geschichtswissenschaft
- ☐ Rechts- und Staatswissenschaft

und bitte/n um kostenlose Zusendung von Prospektmaterial.

*) Zutreffendes unterstreichen.

DRUCKSACHE

An den

**AKADEMIE-VERLAG
GMBH**

Werbe-Abteilung

BERLIN W 8

Mohrenstraße 39

Bestellungen durch eine Buchhandlung erheben

Ag 451/58/DDR/7500/82/2581
V/12/6 Printed in Germany

*Eine
Auswahl
wichtiger
Werke*

**ATOMPHYSIK
QUANTENMECHANIK
RADIOAKTIVE ISOTOPE
STRAHLENKUNDE
MAGNETISMUS
ULTRASCHALL
und die
MATHEMATISCHEN
GRUNDLAGEN**

**DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN
BERLIN W 8 • NIEDERWALLSTRASSE 39**

ARDENNE, M. v.

Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie

Band I: Hauptgebiete

1956, XVI/614 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 74,—

Band II: Randgebiete und Hilfsgebiete

1956, XII/617—1368 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 92,—

„Dieses Tabellenwerk ist von weit größerer Bedeutung, als der bescheidene Titel vermuten läßt. Es enthält keineswegs nur Tabellen mit Zahlenwerten, technisch-physikalischen Daten und Stoffeigenschaften, Diagramme und Formeln, es gibt vielmehr einen rasch orientierenden Überblick über die wichtigsten Arbeitsmethoden und Geräte, über die zugrunde liegenden Elementarvorgänge und über Meß- und Konstruktionsprinzipien, und es erleichtert demjenigen, der nicht gerade Spezialist auf dem betreffenden Gebiet ist, die Arbeit durch didaktisch vorzügliche Prinzipschemata und prägnante Einführungen und Kommentare. Zahlreiche Literaturzitate und auf das Wesentliche beschränkte Literaturauszüge weisen den Weg zu einem tiefergehenden Studium. Besondere Mühe wurde auf eine möglichst vollständige Berücksichtigung der neueren ausländischen Literatur verwandt. Eine solche konzentrierte Darstellung einzelner Fachgebiete, die in dieser meisterhaften Form und mit dieser Umsicht auch in Hilfs- und Randgebieten (Hochvakuumtechnik, Wärmelehre, Optik, Magnetismus, Hochspannungstechnik, Hochfrequenztechnik, Kernphysik) wohl ohne die langjährigen umfassenden Erfahrungen des Verfassers in der eigenen Forschertätigkeit kaum möglich wäre, stellt zweifellos einen bemerkenswerten Beitrag zur Verbesserung der Ökonomie der Arbeitsweise in Wissenschaft und Technik dar. Wieviel wertvolle Zeit geht heute noch oft durch das Suchen und Auswerten von Literatur verloren. Jedes Hilfsmittel, das hier zeitraubende technische Arbeit einspart, wird überall dankbar begrüßt werden. So wird auch dieses Werk, das einige zentrale Themen der physikalischen Forschung und Technik behandelt, sehr bald in den meisten physikalischen Laboratorien der Hochschulen und der Industrie zu finden sein. Gern wird man sich dem Wunsche des Verfassers anschließen, daß sich in Zukunft die Möglichkeit einer Überarbeitung und Fortführung des Werkes ergeben möge.“

UMSCHAU in Wissenschaft und Technik, Frankfurt/Main, Heft 4/57.

ARDENNE, M. v.

Tabellen zur angewandten Kernphysik

1956, VIII/139 Seiten, mit vielen Abb., Lex 8°, Leinen, DM 24,80

Die vorgelegte Zusammenstellung umfaßt nicht das Gesamtgebiet der angewandten Kernphysik, sondern beschränkt sich auf einige Schwerpunkte, wie Indikatorenmethode mit radioaktiven Isotopen (Leit isotopen) und der zugeordneten Meßtechnik, Indikatorenmethode mit stabilen Isotopen und Reaktortechnik.

BLOCHINZEW, D. I.

Grundlagen der Quantenmechanik

Übersetzung aus dem Russischen

2. Auflage, 1957, XII/542 Seiten, 83 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 26,70

Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, dem Anfänger das richtige Verhältnis für die physikalischen Grundlagen der Quantenmechanik, ihren mathematischen Apparat und für ihre Anwendung zu vermitteln.

„Es (das Buch) wird seinem Ziel, dem Studierenden ein gut fundiertes Wissen und das nötige Rüstzeug für die Behandlung quantenmechanischer Probleme zu geben, voll gerecht, und kann daher bestens empfohlen werden.“

„Internationale Mathematische Nachrichten“, Wien, Nr. 41/42/55

KANTOROWITSCH, L. W. — W. I. KRYLOW

Näherungsmethoden der höheren Analysis

Übersetzung aus dem Russischen

1956, XI/611 Seiten, 68 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 47,—

Das Buch hat das Ziel, dem Physiker und Ingenieur bei der numerischen Behandlung der wichtigsten Differential- und Integralgleichungen aus Physik und Technik zu helfen.

Ausführlich werden die bekanntesten Näherungsmethoden bei linearen Integralgleichungen der Physik dargestellt, wobei auf Fehlerabschätzungen großer Wert gelegt wird.

Es folgen die sogenannten „direkten Methoden“ der Variationsrechnung, die konforme Abbildung nebst Anwendung auf die Lösung von Randwertaufgaben.

„Das Buch hat im russischen Original bereits drei Auflagen erlebt. Es ist sehr erfreulich, daß dieses Standardwerk nun auch dem deutschsprachigen Leserkreis durch die vorzügliche Übersetzung bequem zugänglich geworden ist.“

„MTW-Mitteilungen“, Technische Hochschule Wien, Nr. III/5 1956

KORSUNSKI, M. I.

Isomerie der Atomkerne

Übersetzung aus dem Russischen

1957, VIII/347 Seiten, 134 Abb., 8°, Leinen, DM 33,60

In dieser vom Autor durch neue Literatur ergänzter Monographie sind die Ergebnisse zahlreicher experimenteller Untersuchungen über die Erscheinungen der Isomerie der Atomkerne zusammengetragen. Sowohl die theoretischen Vorstellungen über die Ursachen ihrer Bildung als auch eine ausführliche Übersicht über die experimentellen Daten und die Arbeiten über die Struktur der Atomkerne werden erläutert.

KUDRJAWZEW, B. B.

Anwendung von Ultraschallverfahren bei physikalisch-chemischen Untersuchungen

Übersetzung aus dem Russischen

1955, 253 Seiten, 151 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 16,30

„Das Hauptmerkmal des vorliegenden 16. Bandes der Hochschulbücher für Physik ist sein auf die Praxis zugeschnittener Inhalt. Wer sich mit Fragen der Ultraschall-Erzeugung und -Messung zu befassen hat, wird in diesem Buch viele Anregungen finden. Der Text ist sehr klar, umständliche Redewendungen wurden vermieden. Die Übertragung ins Deutsche ist einwandfrei. ... Der Wert des Buches wird durch die Ausstattung noch erhöht. Papier und Druck sind einwandfrei. Man kann dieses Werk bestens empfehlen.“

„Chemiker-Zeitung“, Heidelberg

KUPRADSE, W. D.

Randwertaufgaben der Schwingungstheorie und Integralgleichungen

Übersetzung aus dem Russischen

1956, VIII/239 Seiten, 11 Abb., Gr. 8°, broschiert, DM 27,60, Leinen, DM 29,70

Das Buch bringt eine vollständige Darstellung der Theorie der Schwingungsgleichungen, insbesondere ihrer Potentiale und der Randwertaufgaben, unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen auf elektromagnetische und elastische Schwingungen. Ein besonderes Kapitel behandelt den hierbei auftretenden Typ linearer singulärer Integralgleichungen zweiter Art. Die neuesten Forschungsergebnisse des Autors wurden in die deutsche Ausgabe eingearbeitet. „Dieses Buch ist erstmalig im Jahre 1950 in russischer Sprache erschienen und liegt nun also auch in einer deutschen Übersetzung vor, welche gegenüber dem Original manche Änderungen, Ergänzungen und Zusätze enthält. Die Reihe der Hochschulbücher für Mathematik hat dadurch wieder eine sehr wertvolle Bereicherung erfahren.“

„Monatshefte für Mathematik“, Springer-Verlag Wien, I/57

LICHNEROWICZ, A.

Lineare Algebra und lineare Analysis

Übersetzung aus dem Französischen

1956, XI/323 Seiten, Gr. 8°, Leinen, DM 26,60

Im ersten, algebraischen, Teil dieses Buches werden Vektorräume endlicher Dimension und die üblichen Hilfsmittel zur Auflösung linearer Gleichungssysteme in endlich vielen Unbekannten behandelt. Im zweiten Teil wird die Theorie auf den Fall unendlich dimensionaler Räume ausgedehnt. Es folgt eine Einführung in die Theorie der mehrfachen Integrale und der äußeren Differentialformen.

LÖSCHE, A.

Kerninduktionen

etwa 320 Seiten, Gr. 8°, Leinen, etwa DM 35,60

Diese Monographie beschäftigt sich mit den experimentellen Methoden der Kerninduktion und der Kernmomentforschung. Neben seinen eigenen Experimenten gibt der Verfasser ein ausführliches Gesamtbild des gegenwärtigen Standes der Forschung.

(Voraussichtlicher Erscheinungstermin Oktober 1957)

MYSCHKIS, A. D.

Lineare Differentialgleichungen mit nachhelfendem Argument

Übersetzung aus dem Russischen

1955, VIII/180 Seiten, 9 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 21,30

Die Theorie der Differentialgleichungen mit nachhelfendem Argument ist ein bisher relativ wenig untersuchtes Gebiet der Analysis. Sie findet ihre Anwendung in der Theorie der Prozesse mit Nachwirkung und insbesondere der Technik der Selbstregulierung (Regeltechnik), gewinnt also in neuerer Zeit stets größere Bedeutung.

„Es ist zu erwarten, daß die ausgezeichnete Darstellung der Erforschung dieses schwierigen, aber interessanten und für die Anwendungen so wichtigen Gebietes einen starken Anstoß geben wird.“

„MTW-Mitteilungen“, Technische Hochschule Wien, Nr. III/6 1956

PICHT, J.

Vorlesungen über Atomphysik

Band I: 1956, VIII/238 Seiten, 46 Abb., 8°, Leinen, DM 18,60

Band II: etwa 160 Seiten, Leinen, 8°, etwa DM 18,40

(Voraussichtlicher Erscheinungstermin Juli 1957)

Der erste Band beschäftigt sich im wesentlichen mit der klassischen Atomphysik. Aus dem Inhalt: Grundlagen der Statistik – Grundgesetze der Mechanik – Grundgesetze der statistischen Mechanik – Grundgesetze der Wärmestrahlung – Lichtquanten und Strahlungstheorie – Bau und Strahlung der Atome und Moleküle – Periodisches System der Elemente – BOSE-EINSTEIN- und FERMI-DIRAC-Statistik.

Der zweite Band beschäftigt sich mit der Wellen- und Quantenphysik, der Kernphysik und der Physik der Wellenfelder.

RIESZ, F. — B. SZ-NAGY

Vorlesungen über Funktionalanalysis

Übersetzung aus dem Französischen

1956, XI/481 Seiten, Gr. 8°, Leinen, DM 32,20

Das Buch, dessen Autoren Weltruf genießen, stellt eine Übersetzung aus dem Französischen nach der 2. Auflage dar und bringt moderne Differentiations- und Integrationsmethoden und die Theorie der Integralgleichungen. Ein Anhang enthält die neuesten Forschungsergebnisse von Prof. Dr. Bela Sz.-Nagy über Transformationen des Hilbertschen Raumes, die aus dem Raum hinausführen.

SCHPOLSKI, E. W.

Atomphysik

Übersetzung aus dem Russischen

Band I: 1954, X/444 Seiten, 226 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 19,—

Band II: 1956, XI/688 Seiten, 474 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 42,40

Der erste Band enthält die experimentellen Grundlagen der Atomtheorie und der Quantenphysik und endet mit der Betrachtung der Welleneigenschaften der Materie.

Im zweiten Band wird eine systematische Darlegung der Grundlagen der Quantenmechanik bei dem Aufbau der Elektronenhülle des Atoms gegeben. Ungefähr die Hälfte dieses Bandes ist den Atomkernen und den Betrachtungen über kosmische Strahlen gewidmet.

„Das Bestechende an dem Gesamtwerk ist der durchgehend klare, systematische Gang und die verständliche Darstellung, sowie elegante Ableitung der notwendigen Formulierungen. Es ist alles enthalten, was heute atomphysikalisch bekannt ist. Nicht nur als Lehrbuch, auch als Handbuch und Nachschlagewerk kann es dem Schulphysiker beste Dienste leisten.“

„Praxis der Physik/Chemie und Photographie“, Frankenberg/Eder, Nr. 1/1957

SCHREIBER, H.

Biophysikalische Strahlenkunde

Band 1: Röntgenstrahlen und Radioaktivität

1957, XII/355 Seiten, 145 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 24,40

Im gegenwärtigen Zeitpunkt bedarf es keiner näheren Hinweise, daß die Wechselbeziehungen zwischen Strahlung und dem belebten Objekt sehr aktuell sind. Das vorliegende Werk ist der ionisierenden Strahlung gewidmet, also der Röntgenstrahlung und den Strahlen der natürlichen und künstlichen Radioaktivität. Besonderer Wert wurde auf Tabellen gelegt, die das Aufsuchen von Zahlenwerten und Angaben erleichtern sollen.

WEISS, C. F.

Radioaktive Standardpräparate

Eigenschaften, Herstellung und Aktivitätsbestimmung

2. Auflage, 1957, 232 Seiten, 63 Abb., Gr. 8°, Leinen, DM 18,60

Diese Monographie gibt eine umfassende Anleitung für die praktische Arbeit mit radioaktiven Standardsubstanzen. Die verschiedenen radiochemischen Herstellungsmethoden der einzelnen aktiven Isotope werden ausführlich besprochen. Der Verwendungszweck der Standardsubstanzen wird an Hand ihrer kernphysikalischen Eigenschaften ausführlich erläutert. Der Verfasser hat sich erfolgreich bemüht, besonders auch für die in bescheiden eingerichteten Laboratorien arbeitenden Praktiker, eine Zusammenstellung von eigenen und in der Literatur vorliegenden Erfahrungen zu geben. Die Kenntnis der allgemeinen Kernphysik wurde vorausgesetzt. Die Literatur konnte bis Ende 1955 berücksichtigt werden.

Bestellkarte

Aus dem VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN bestelle ich hiermit zu sofortiger Lieferung bzw. sofort nach Erscheinen:

Anzahl	Verfasser	Titel

Name

Ort

Straße

Datum

Senden Sie diese Bestellkarte an den Buchhandel oder an den VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN, Berlin W 8, Niederwallstraße 39

WONSOWSKI, S. W.

Moderne Lehre vom Magnetismus

Übersetzung aus dem Russischen

1956, XV/406 Seiten, 119 Abb., 8°, Leinen, DM 31,20

Das Werk bringt eine Übersicht über die modernen Vorstellungen von magnetischen Eigenschaften. Dabei beschränkt sich der Autor nicht nur auf atomare Teilchen, sondern behandelt auch makroskopische Körper. Vorausgesetzt werden entsprechende Kenntnisse aus der modernen Atomphysik. Die mathematische Seite wird nicht immer erschöpfend behandelt, sondern nur an einigen Stellen eingehender untersucht. Es sind ausführliche Literaturzitate angegeben, wobei der Autor jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.

EXPERIMENTELLE TECHNIK DER PHYSIK

herausgegeben von Professor Dr. F. X. Eder und Professor Dr. A. Eckardt

6 Hefte jährlich

Umfang je Heft etwa 50 Seiten, Gr. 8°, Preis je Heft DM 4,-

Im VEB DEUTSCHER VERLAG DER
WISSENSCHAFTEN erscheinen:

Lehrbücher, Monographien, Forschungs-
berichte, Tagungsberichte und Zeitschriften
folgender Fachgebiete:

Mathematik
Physik
Chemie
Biologie
Geographie
Geologie
Hydrographie
Philosophie
Geschichte
Sprachwissenschaft

Vakutronik

INFORMATIONEN



FERTIGT...

GEIGER-MÜLLER-ZÄHLROHRE

β - γ -Glaszählrohr mit Schutzlacküberzug (10 cm ³)	VA-Z-110
β - γ -Glaszählrohr mit Schutzlacküberzug (10 cm ³)	VA-Z-111
β - γ -Glaszählrohr mit Schutzlacküberzug (100 cm ³)	VA-Z-112
β - γ -Eintauch-Glaszählrohr für Flüssigkeitsmessungen (10 cm ³)	VA-Z-113
β - γ -Eintauch-Glaszählrohr für Flüssigkeitsmessungen mit Normschiff H 29/22 (10 cm ³)	VA-Z-410
β - γ -Glaszählrohr für Flüssigkeitsmessungen mit Küvette für ca. 15 ml	VA-Z-430
β - γ -Glaszählrohr für Flüssigkeitsmessungen mit Küvette für ca. 3 ml	VA-Z-431
γ - und Höhenstrahlzählrohr aus Glas mit Metallmantel (300 cm ³)	VA-Z-231
γ - und Höhenstrahlzählrohr aus Glas mit Metallmantel (500 cm ³)	VA-Z-232
β -Fensterzählrohr in Glockenbauart (3 mg/cm ²)	VA-Z-320

STRAHLENMESSGERÄTE

Quantafon	VA-J-01
Impulzzähler	VA-G-21
Meßplatz	VA-G-20
Impulsdichtemesser	VA-D-40
Präzisions-Impulsdichtemesser	VA-D-41
Strahlenwarnanlage	VA-M-19
γ -Strahlenfüllstands Kontrollanlage bestehend aus Füllstands Kontrollgerät und Isotopen-Strahlkapt mit magnetischer Steuerung	VA-T-62 VA-H-410

ELEKTRONISCHE GERÄTE

Linearverstärker mit Diskriminator für Proportional-Zählrohre	VA-V-82
Ververstärker hierzu	VA-V-81
Kabelanpassungsstufe	VA-B-09

GROSSGERÄTE

Präzisions-Oszillograf
Impuls-Betatron bis 1,2 MeV
Diaplasmatron-Ionenquelle

ZUBEHÖR

Steckverbindung, 9-polig	VA-H-249
Universalabschirmkammer	VA-H-100
Ringabschirmkammer für Flüssigkeits-Zählrohre	VA-H-110
Abschirmkammer für Glocken-Zählrohre	VA-H-120
Abschirmkammer für Küvetten-Zählrohre	VA-H-140
Zählrohrhalter	VA-H-201
Sonde mit β -Blende	VA-H-250
Meßsonde	VA-H-251
Uraglas-Präparat	VA-H-470
Industriepräparatehalter	VA-H-450
Stiefpräparat (ungefüllt)	VA-H-451
Isotopenbehälter	VA-H-400 u. 401
Zählrohrkabel	VA-H-243
Federfassung	VA-H-247
Standgefäß	VA-H-300
Durchlaufgefäß	VA-H-301
Präparateteller Aluminium	VA-H-132
Präparateteller Kunststoff	VA-H-133
Klemmring Aluminium hierzu	VA-H-134
Klemmring Kunststoff hierzu	VA-H-135

BAUSTEINE

Eingangsbaustein	VA-B-08
Zähldekade 4 / 10	VA-B-01
Elektronisch stabilisiertes Netzgerät 240...320 V 0,1 A	VA-B-03
Elektronisch stabilisiertes Hochspannungsgerät 400...2000 V 100 μ A	VA-B-06
Kleininduktor	VA-E-10
Taster	VA-B-13
Spannungsteiler	VA-B-28
Ladegerät für Dosimeter FDM 1	

IONISATIONSKAMMERN

Röntgenstrahlen-Phantomkammer	VA-K-411
Röntgenstrahlen-Topfkammer	VA-K-412
Röntgenstrahlen-Tubuskammer	VA-K-461

DER VEB VAKUTRONIK

erwartet die Bekanntgabe Ihrer Wünsche
berät Sie in Fragen der kernphysikalischen
Meßtechnik

führt Messungen mit radioaktiven Isotopen
durch

erwartet Ihre Teilnahme an Lehrgängen über
die Anwendung und Arbeitsweise der
industriell gefertigten Geräte im Kundenlabor



DRESDEN A 21

Dornblüthstraße 14, Fernruf 34241

DER VEB VAKUTRONIK

ENTWICKELT:

Meßplätze für Proportional- und Auslöse-Zählrohre	VA - M - 14
sowie Szintillationszähler	VA - M - 16
Zähldekade 30 μ s	VA - B - 14
Zähldekade 10 μ s	VA - B - 21
Impuls-Zählgerät mit SIOSI-Dekaden	VA - G - 22
Tragbare Dosisleistungsmeßgeräte für α -, β -, γ - oder Röntgenstrahlen	
Dreifach-Impulsgenerator	VA - M - 18
Röhrenelektrometer	VA - J - 31
Grenzstrahlenkammer	VA - K - 413
β - γ - Strahlenschutzkammer	VA - K - 462
Koronastabilisator für Zählrohrspannungen	VA - H - 500
Universalkopf für Szintillationsmessungen	VA - S - 961
Neutronenzählrohre 300 und 600 Torr BF ₃ , 100 und 400 cm ³	
Adapter für Zählrohre und Impulszählgeräte verschiedener Fabrikate	
Halogen- und andere Spezialzählrohre	
Betriebsmeßgeräte mit Isotopen	



KERNENERGIE

ZEITSCHRIFT FÜR KERNFORSCHUNG UND KERntechnik

Wissenschaftliche Beiträge
aus der Deutschen Demokratischen Republik
über die friedliche Anwendung der Kernenergie

AUS DEM INHALT:

M. STEENBECK, Erzeugung einer selbstkaskadierenden Axialströmung
in einer langen Ultrazentrifuge zur Isotopentrennung

G. HELMIS, K. MEYER, E. GRIEPENTROG, Berechnung des Ausbrandes und der Leistungsdichte in einem heterogenen Reaktor für zwei idealisierte Schemata des Brennstoffumsatzes

W. HERRMANN, K. RENKER, Über eine mit Vorverstärkung arbeitende Zählrohr-Totzeit-Stufe

G. VOIGT, Zur Theorie einer nichtadiabatisch betriebenen Rektifizierkolonne

K. F. ALEXANDER, Isotopentrennung durch Thermodiffusion in flüssiger Phase

SONDERAUSGABE

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

25X1

Page Denied

*D*ieses Sonderheft der „Kernenergie“ erscheint aus Anlaß der 2. Internationalen Konferenz der UNO über die friedliche Anwendung der Atomenergie, die vom 1. bis 13. Sept. 1958 in Genf stattfindet.

Die ganze Welt sieht mit großen Erwartungen auf diese internationale Konferenz, die ein weiterer Höhepunkt in der Entwicklung der Wissenschaft für die friedliche Nutzung der Kernenergie sein wird. Möge die 2. Internationale Konferenz der UNO über die friedliche Anwendung der Atomenergie der Wissenschaft neue Impulse für die Erforschung der Kernkräfte und ihre Ausnutzung zum Wohle der gesamten Menschheit geben.

H. Barwich

W. Hartmann

P. Kunze

M. Steenbeck

K. Rambusch

Erzeugung einer selbstkaskadierenden Axialströmung in einer langen Ultrazentrifuge zur Isotopentrennung

(Mitteilung aus dem Wissenschaftlich-Technischen Büro für Reaktorbau)

M. STEENBECK

In dem bekannten Trennrohr von CLUSIUS und DICKEL ergibt die Thermodiffusion (der die Trennung eines Gasgemisches bewirkende Elementarprozeß) zunächst ein radiales Konzentrationsgefälle. Eine axial zirkulierende Gasströmung, die im Inneren nach oben und an der Peripherie nach unten gerichtet ist, überlagert dem radialen ein axiales Konzentrationsgefälle. Bei passender Form und Stärke dieser axialen Zirkulationsströmung kann der an den Rohrenden auftretende Konzentrationsunterschied größenordnungsmäßig größer sein als der von der Thermodiffusion herrührende Elementarakt. Die axiale Zirkulationsströmung wird in dem Trennrohr durch die Schwerkraft bewirkt, die das warme Gas in der Nähe des geheizten Drahtes nach oben und das kalte Gas an der Peripherie nach unten treibt („Thermosyphon“).

Die Übertragung der in dem Trennrohr vorliegenden Selbstkaskadierung des elementaren Trennvorganges durch eine passende axiale Zirkulationsströmung auf die Gastrennung in einer Zentrifuge liegt nahe und ist an vielen Stellen ausgeführt worden. Sie ist besonders wirksam dann, wenn die axiale Länge der Zentrifuge ein Vielfaches von ihrem Durchmesser beträgt; denn in diesem Fall kann der Konzentrationsunterschied an den Zentrifugenenden nicht nur weitaus größer gemacht werden als dem einmaligen Trennvorgang im Gravitationsfeld der Zentrifuge entspricht, sondern es bedeutet die Entnahme des Gasgemisches an den Zentrifugenenden überdies eine erhebliche konstruktive Vereinfachung. Auch in der Zentrifuge kann eine selbstkaskadierende axiale Zirkulationsströmung durch einen Temperaturgradienten bewirkt werden, der hierbei in axialer Richtung verlaufen muß. In Abb. 1 ist das Prinzip gezeigt; die Zentrifuge Z ist ein langgestrecktes Rohr, das am oberen Ende wärmer ist als am unteren. Dann ist die Gasdichte in dem wärmeren Gebiet geringer als im kälteren. Unten wird daher das Gas durch stärkere Zentrifugalkräfte an die Wand gedrückt als oben. Das führt zu einer Gaszirkulation, die an der Peripherie eine aufsteigende und zum Ausgleich in Achsennähe eine abwärts gerichtete Gasströmung bewirkt. Es sammelt sich also die leichte Komponente des zu trennenden Gasgemisches — die sich im Kraftfeld der Zentrifuge in Achsennähe anreichert — am kalten Ende an und umgekehrt. Die Schwerkraft ist für das Zustandekommen der Strömung unwirksam.

Gegenüber diesem Verfahren soll hier auf eine andere Möglichkeit hingewiesen werden, die mit geringerem Aufwand und wesentlich wirksamer die erforderliche

Gasströmung erzeugt. Das Prinzip dieser vom Verfasser mit sowjetischen und deutschen Mitarbeitern in den Jahren 1950 und 1951 in der Sowjetunion entwickelten Methode zeigt Abb. 2. Jetzt befindet sich das Zentrifugenrohr als Ganzes auf einheitlicher und möglichst niedriger Temperatur, weil ja Temperatursenkung den elementaren Trennvorgang verbessert. Wieder wird wie in Abb. 1 dafür gesorgt, daß das Gas am unteren Ende mit größerem Druck an die Wand gepreßt wird als

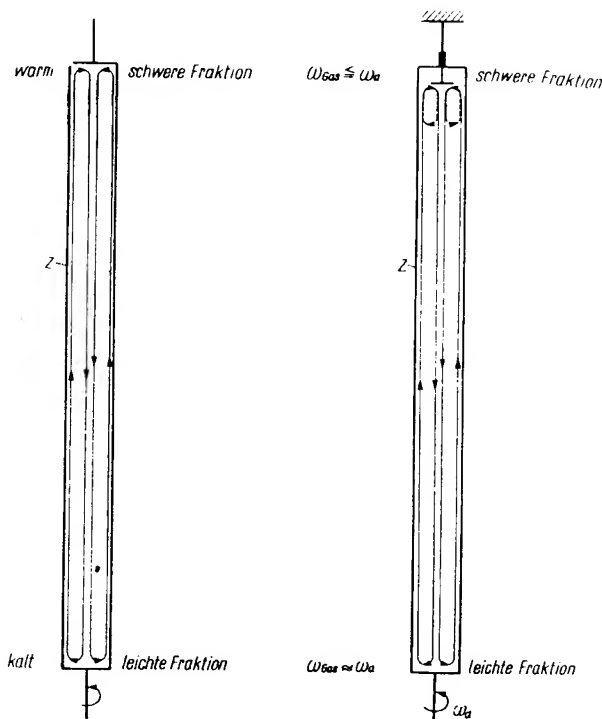


Abb. 1. Zentrifuge, selbstkaskadierende Zirkulationsströmung durch Temperaturgradienten bewirkt

Abb. 2. Zentrifuge, selbstkaskadierende Zirkulationsströmung durch Bremscheibe bewirkt

am oberen Ende. Das wird aber jetzt nicht mehr dadurch erreicht, daß am oberen Ende die Gasdichte geringer ist als am unteren Ende, sondern dadurch, daß die Winkelgeschwindigkeit der Rotation der Gasfüllung am oberen Ende etwas geringer ist als am unteren. Am einfachsten läßt sich dies dadurch erreichen, daß am oberen Ende eine kleine kreisförmige Bremscheibe angebracht ist, die nicht mit rotiert, sondern an dem nicht rotierenden Teil des Zentrifugenlagers befestigt ist. Das ist ohne weiteres möglich, da ja zur Gasentnahme ohnehin eine Öffnung

in der Mitte des Zentrifugenabschlusses vorgesehen sein muß. Diese Bremsscheibe bewirkt, daß das Gas in der Zentrifuge nicht überall mit der vollen Winkelgeschwindigkeit ω_a des Zentrifugenkörpers rotiert, sondern mit Winkelgeschwindigkeiten, die um so geringer sind als ω_a , je näher der betrachtete Ort an der Bremsscheibe liegt. Auch in diesem Fall bildet sich eine Zirkulationsströmung der gleichen Art aus, wie sie in Abb. 1 und Abb. 2 gezeigt ist.

Zunächst überrascht in dieser Anordnung, daß eine Bremsscheibe an einem Zentrifugenende eine Zirkulationsströmung bewirken kann, welche sich über die ganze Zentrifugenlänge erstreckt. Man möchte zunächst annehmen, daß der Effekt der Bremsscheibe zwar eine Zirkulation in dem erwarteten Sinn liefert, daß aber das

Strömungsbild in der Flüssigkeit etwa so aus, wie in Abb. 3a gezeichnet. Die zum Umwälzen einer bestimmten Flüssigkeitsmenge je Zeiteinheit erforderliche Pumpenleistung N_0 muß im wesentlichen aufgebracht werden, um die Reibungskräfte infolge der Zähigkeit der Flüssigkeit bei deren Bewegung in axialer Richtung zu überwinden; die erforderliche Pumpenleistung nimmt mit wachsender Zähigkeit der Flüssigkeit zu. Diesen Strömungswiderstand werden wir weiterhin kurz „Poiseuille-Widerstand“ nennen. Bei der Umlenkung der Strömung haben die einzelnen Flüssigkeitselemente außer der axialen Geschwindigkeit nur noch radiale Geschwindigkeiten; tangential Geschwindigkeitskomponenten treten nicht auf. In Achsrichtung gesehen sieht

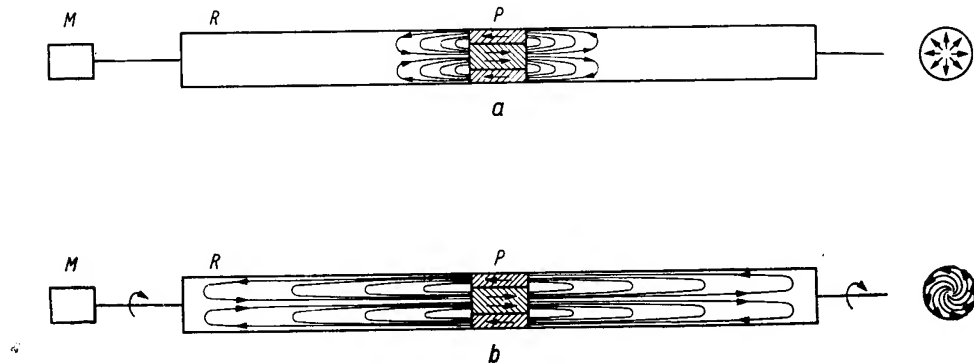


Abb. 3. Zentrifuge mit Pumpe
a) ruhend; b) umlaufend

so erzeugte Strömungsfeld bereits in verhältnismäßig geringen Abständen von der Scheibe (Größenordnung wenige Zentrifugendurchmesser) abgeklungen ist (siehe die gestrichelt gezeichnete Zirkulation in Abb. 2). Tatsächlich reicht aber die Strömung in axialer Richtung außerordentlich weit (unter Umständen das 100fache des Durchmessers und mehr). Dieses Strömungsbild verständlich zu machen und quantitativ zu berechnen, ist die eigentliche Aufgabe des vorliegenden Aufsatzes.

I

Um den wesentlichen Unterschied einer Zirkulationsströmung in einem rotierenden Rohr (Zentrifuge) und einem stillstehenden Rohr (Trennrohr) zu zeigen, machen wir den in Abb. 3 skizzierten Gedankenversuch. Ein sehr langes Rohr R ist vollständig mit dem Medium gefüllt, dessen Zirkulationsströmung wir untersuchen wollen. Der Einfachheit halber nehmen wir hierzu eine inkompressible Flüssigkeit. Das Rohr kann um seine Längsachse rotieren (M = Antriebsmotor); zunächst denken wir uns es jedoch noch stillstehend (Abb. 3a). Fest mit dem Rohr R verbunden soll eine Pumpe P sein, die die Flüssigkeit in Achsenähe von links nach rechts fördert, so daß in den Außengebieten die gleiche Flüssigkeitsmenge von rechts nach links zurückströmt. Die Strömungsgeschwindigkeit sei so gering, daß die Strö-

das Strömungsbild also etwa so aus, wie in Abb. 3a rechts gezeichnet wurde.

Wenn das gesamte System (Rohr R , Pumpe P mit Flüssigkeitsinhalt) sich um die Achse (Abb. 3b) dreht, muß sich dieses Strömungsbild ändern. In der rechten Rohrhälfte strömt die Flüssigkeit von innen nach außen; wenn sich hierbei ein Flüssigkeitselement in der Richtung von der Achse zur Peripherie bewegt, muß es in tangentialer Richtung beschleunigt werden. Die Flüssigkeit rotiert in wandfernen Gebieten bei einer Strömung von innen nach außen langsamer als die Zentrifuge selbst (Abb. 3b, rechte Rohrhälfte; links umgekehrt); in einem mit der Zentrifuge mitlaufenden Koordinatensystem beschreiben die Flüssigkeitsteilchen also Spiralen, deren Drehsinn der Zentrifugendrehung entgegengerichtet ist (Nebenbild der Abbildung 3b, Drehsinn der Zentrifuge wie Uhrzeiger). Dies Zurückbleiben der Flüssigkeitsrotation hinter der Zentrifugenrotation ist um so stärker, je geringer die Zähigkeit der Flüssigkeit ist; denn je größer die Zähigkeit ist, um so stärkere (in tangentialer Richtung beschleunigende) Schubkräfte erfährt die Flüssigkeit durch die Zentrifugenwand. Da die Flüssigkeit in verschiedenen Abständen von der Achse mit unterschiedlicher Winkelgeschwindigkeit rotiert, treten durch Gleiten der Flüssigkeitsschichten aneinander innere Reibungen und damit Energieverluste auf, die bei

dem nichtrotierenden Rohr fehlen. Der Energieverbrauch durch diese Reibung ist natürlich um so größer, je schneller die Flüssigkeit in radialer Richtung strömt und je schneller das Rohr rotiert; letzten Endes sind ja die Vorgänge bedingt durch die CORIOLIS-Kräfte, die der Radialgeschwindigkeit und der Winkelgeschwindigkeit proportional sind. Zu dem ohne Rotation allein wirksamen „POISEUILLE-Widerstand“, der im wesentlichen die Reibung gegenüber axialen Geschwindigkeiten beschreibt, tritt also bei Rotation des Rohres noch ein „CORIOLIS-Widerstand“ hinzu, der die radiale Strömung hemmt, da diese Strömung ja die eben beschriebenen tangentialen inneren Reibungen und deren Energieverbrauch bedingt. Diese „CORIOLIS-Widerstände“ erschweren daher den Übergang der Flüssigkeit aus dem

geänderten Zentrifugalkräfte innerhalb der Flüssigkeit: In der rechten Hälfte ist die Winkelgeschwindigkeit, mit der die Flüssigkeit rotiert, geringer, als sie es ohne Strömung wäre, so daß hier die Flüssigkeit mit geringeren Zentrifugalkräften nach außen gedrückt wird als im strömungslosen Fall. Umgekehrt bedeutet links von der Pumpe die Erhöhung der Winkelgeschwindigkeit in der Flüssigkeit eine Steigerung der Zentrifugalkräfte gegenüber dem strömungslosen Zustand. In der rechten Hälfte wird daher die Flüssigkeit in ihrer Strömung durch die geänderten Zentrifugalkräfte weniger gefördert und in der linken Hälfte mehr gehemmt als im strömungslosen Fall, bei welchem ja die durch die Zentrifugalkräfte bedingten radialen Druckunterschiede rechts und links gleich sind. Bei gleicher Flüssigkeitsdichte und bei

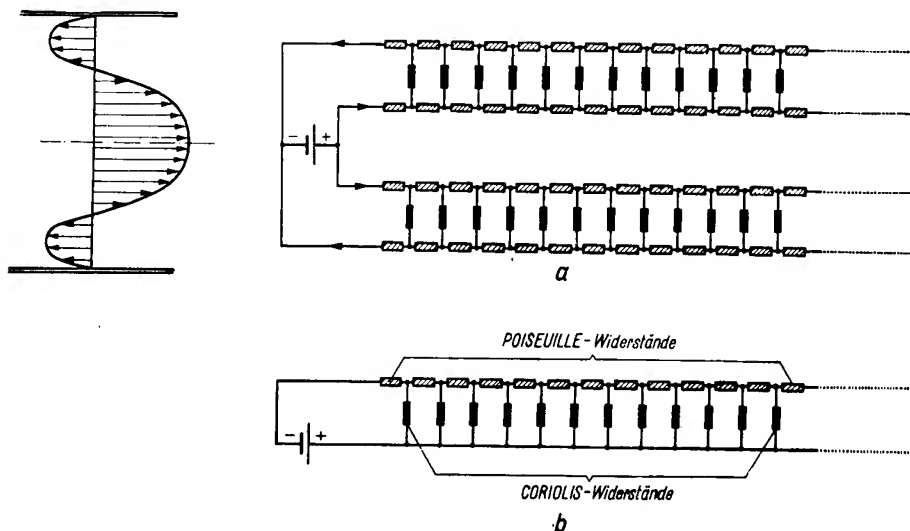


Abb 4. Ersatzschema für die von der Strömung zu überwindenden Widerstände

inneren Gebiet mit nach rechts gerichteter Axialströmung zu den Randgebieten mit Rückströmung, und das führt also dazu, daß die Strömung bei Rotation des Systems in axialer Richtung sich weiter hinaus erstreckt als bei Stillstehen des Rohres.

Der erhöhte Reibungswiderstand der Flüssigkeitsströmung bei rotierendem Rohr bedeutet, daß die Pumpe P zum Transport des gleichen Flüssigkeitsvolumens in der Zeiteinheit bei rotierendem Rohr eine Leistung N aufbringen muß, die größer ist als die Leistung N_0 bei stillstehendem Rohr. Der Antriebsmotor M der Zentrifuge trägt zur Überwindung der Flüssigkeitsreibung nichts bei; denn da das Trägheitsmoment des Rotors bei stationärer Strömung im Inneren des Motors zeitlich konstant bleibt, erfordert die Erhaltung einer gleichbleibenden Winkelgeschwindigkeit ω_a der Zentrifuge keine Drehmomentenlieferung von dem Motor M . Erhöhte Pumpenleistung $N > N_0$ bei gleichbleibendem Volumendurchsatz in der Pumpe heißt, daß die Pumpe eine größere Druckdifferenz zur Aufrechterhaltung der Strömung liefern muß als bei stillstehender Zentrifuge. Diese zusätzliche Druckdifferenz entsteht durch die

gleicher Rotationsgeschwindigkeit der Zentrifuge bedeutet eine Steigerung der Zähigkeit der Flüssigkeit eine Verminderung der Unterschiede in den Winkelgeschwindigkeiten und daher auch eine Verringerung der rechts und links auftretenden radialen Druckunterschiede durch die Zentrifugalkräfte. Der CORIOLIS-Widerstand nimmt daher mit zunehmender Zähigkeit ab im Gegensatz zu dem POISEUILLE-Widerstand.

Abb. 4a zeigt ein einfaches Ersatzschema für die von der Strömung zu überwindenden Widerstände in elektrischer Analogie. Links ist schematisch ein Profil der axialen Strömungskomponente angedeutet. Die von der Pumpe erzeugte (halbe) Druckdifferenz ist in dem Ersatzbild als elektromotorische Kraft U einer Batterie charakterisiert. Abb. 4b zeigt ein in der Wirkung gleiches, aber übersichtlicheres Ersatzschaltbild. Gegen Hin- und Rücklauf in axialer Richtung wirken die schraffiert gezeichneten „POISEUILLE-Widerstände“, die je Längeneinheit den Wert R_p besitzen. Die CORIOLIS-Widerstände gegen die radialen Strömungskomponenten sind durch die schwarz gezeichneten parallelgeschalteten Widerstände ersetzt, die je Längeneinheit in Parallel-

schaltung den Widerstand R_C besitzen. Aus diesem Schema ergibt sich sofort, daß das elektrische Strömungsbild nach rechts um so langsamer abklingt, je größer R_C im Verhältnis zu R_p wird. In dem angegebenen Beispiel nimmt die Stromstärke exponentiell mit dem Abstand von der Batterie U ab und vermindert sich um den Faktor e auf einer Länge l , bei welcher die (in Serie geschalteten) POISEUILLESchen Widerstände lR_p denselben

R_p und großes R_C) schon bei nicht sehr großen Drehzahlen der Zentrifuge sehr langsam erfolgt, so daß die Abklingstrecke weit über dem Rohrdurchmesser liegen kann.

Mit $R_p \sim \eta$ und $R_C \sim \frac{1}{\eta}$ folgt aus $lR_p = \frac{1}{l} R_C$ sofort

$$l = \sqrt{\frac{R_C}{R_p}} \sim \frac{1}{\eta}.$$

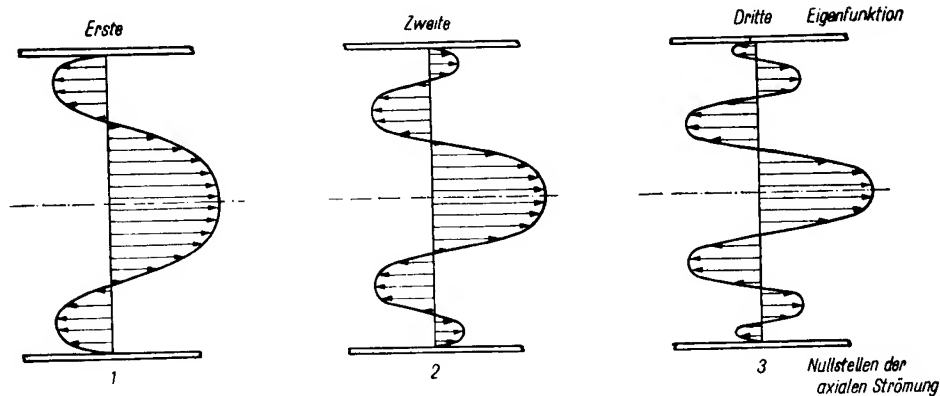


Abb. 5. Qualitativ gezeichnete Eigenfunktionen des Problems

Widerstand haben wie die parallelgeschalteten CORIOLIS-Widerstände $\frac{1}{l} R_C$. Eine einfache Abschätzung der im Strömungsbild tatsächlich auftretenden CORIOLIS- und POISEUILLE-Widerstände zeigt, daß dieses exponentielle Abklingen bei genügend kleiner Zähigkeit η (also kleines

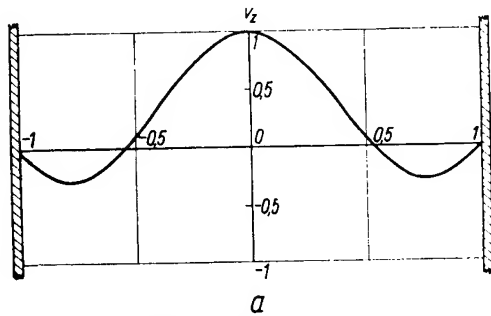


Abb. 6a. Die erste Eigenlösung von $v_z(r)$ für eine inkompressible Flüssigkeit

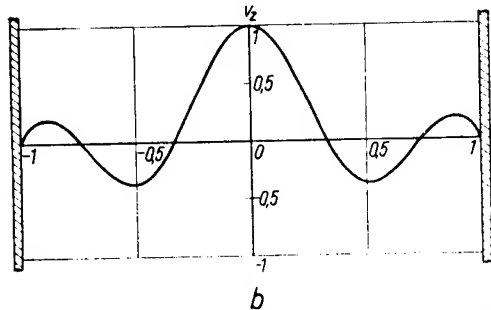


Abb. 6b. Die zweite Eigenlösung von $v_z(r)$ für eine inkompressible Flüssigkeit

Das in Abb. 4a links gezeichnete Strömungsprofil wird sich im allgemeinen nicht nur in seiner Amplitude, sondern auch in seiner Form verändern, je weiter man von der Pumpe fortückt. Man kann sich aber ein beliebiges Strömungsprofil durch Überlagerung von Eigenfunktionen bilden, die sich durch die Anzahl der Nullstellen in der axialen Strömungsgeschwindigkeit unterscheiden; Abb. 5 deutet eine Anzahl dieser Eigenfunktionen an. In Abb. 5 sind die Eigenfunktionen nur qualitativ gezeichnet; für einen speziellen Fall ist weiter unten (Abb. 6) der genaue Verlauf der ersten und zweiten Eigenfunktion angegeben. Für jede dieser Eigenfunktionen bleibt beim Fortrücken von der Pumpe die relative Form erhalten, wobei die Amplitude in jedem Fall exponentiell abklingt. Dieses Abklingen erfolgt um so schneller, von je höherer Ordnung die Eigenfunktion ist, je mehr Nullstellen also die axiale Komponente der Strömung aufweist. Gleichgültig, wie das anfängliche Geschwindigkeitsprofil aussieht, das die Pumpe selbst liefert, bildet sich in genügendem Abstand von der Pumpe stets das Strömungsprofil aus, das der niedrigsten Eigenfunktion entspricht. Daher ist es für den weiteren Verlauf der Strömung gleichgültig, ob die Strömung wie in Abb. 3 durch eine besondere Pumpe oder, wie in Abb. 2, durch eine einfache Bremscheibe verursacht wurde. Wir werden in folgendem die Abklinglänge vor allem dieser ersten Eigenfunktion bestimmen, weil diese die größte Reichweite ergibt. Damit aber eine derartige lineare Überlagerung der Gesamtströmung aus einzelnen Eigenfunktionen überhaupt möglich ist, müssen wir die den Vorgang beschreibenden Differentialgleichungen linearisieren. Das bedeutet, daß

wir Strömungsgeschwindigkeiten (Komponenten v_r , v_z und v_φ) und Zusatzdruck annehmen müssen, die genügend klein sind, so daß wir die quadratischen Glieder bereits vernachlässigen können. Es wird weiter das Ergebnis des in axialer Richtung langsamen exponentiellen Abklingens mit $e^{-\alpha z/r_a}$ in der Weise vorweggenommen, daß auch Glieder mit α^2 bereits als vernachlässigbar klein angesehen werden (genügend kleine Zähigkeit). Unter diesen Voraussetzungen ist die Durchrechnung des Strömungsbildes leicht möglich.

II

Die die Flüssigkeitsströmung beschreibenden Differentialgleichungen lassen sich formal ohne weiteres aus der NAVIER-STOKESschen Gleichung ableiten. Für den vorliegenden Fall lassen sie sich auch unmittelbar aus der physikalischen Anschauung gewinnen, wobei die Resultate natürlich mit NAVIER-STOKES übereinstimmen. Wir denken uns ein in der Zentrifuge koaxiales zylindrisches Volumenelement mit den Radien r und $r + dr$ und der axialen Länge dz . Die Winkelgeschwindigkeit ω , mit der hier die Flüssigkeit rotiert, ist im allgemeinen nicht identisch mit der Winkelgeschwindigkeit ω_a , mit der die Zentrifuge rotiert. Nur für $r = r_a$, den Radius der Zentrifuge, erfolgt auch die Rotation der Flüssigkeit mit der Winkelgeschwindigkeit ω_a . Alle Komponenten der Strömung (v_r , v_z , v_φ) verschwinden für $r = r_a$. Die drei Geschwindigkeitskomponenten und der Druck p im Inneren der Flüssigkeit sind Funktionen von r und z , aber sie hängen nicht vom Azimut φ ab. Für das angegebene Volumenelement sind sofort die vier zur Bestimmung von v_r , v_z , v_φ und p erforderlichen Differentialgleichungen anzugeben:

1. Die Divergenz der Flüssigkeitsströmung verschwindet. Da die Flüssigkeit als inkompressibel angenommen ist, bleibt die Dichte ρ ortsunabhängig und braucht in diesem Fall für die Divergenzbildung nicht berücksichtigt zu werden:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r v_r) + r \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

2. Der Druck p erhöht sich in radialer Richtung durch die Zentrifugalkräfte des mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Flüssigkeitselementes:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho r \omega^2. \quad (2)$$

3. Infolge eines axialen Druckgefälles ergibt sich eine Axialströmung, deren Größe durch die Zähigkeit η der Flüssigkeit bestimmt wird:

$$\eta \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = r \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (3)$$

4. Der in dem Volumenelement gespeicherte Drehimpuls bleibt zeitlich konstant, da wir ja eine stationäre Strömung betrachten. Es sind also im Gleichgewicht die von der ein- und austretenden Flüssigkeit mit-

geführten Drehimpulse und die durch Reibung an die Nachbarelemente übertragenen Drehimpulse:

$$\eta \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) = \rho \frac{\partial}{\partial r} (r^3 \omega v_r) + \rho r^3 \frac{\partial}{\partial z} (\omega v_z). \quad (4)$$

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt mit den Ansätzen

$$v_r = \alpha^2 \frac{\rho \omega_a^2 r_a^3}{2\eta} \frac{r_a}{r} \psi e^{-\alpha \frac{z}{r_a}}, \quad (5)$$

$$\omega = \omega_a \left(1 + \delta e^{-\alpha \frac{z}{r_a}} \right), \quad (6)$$

$$v_z = \alpha \frac{\rho \omega_a^2 r_a^3}{2\eta} \varphi e^{-\alpha \frac{z}{r_a}}, \quad (7)$$

$$p = p_0 + \frac{\rho \omega_a^2 r_a^2}{2} \left(\frac{r^2}{r_a^2} + \varepsilon e^{-\alpha \frac{z}{r_a}} \right), \quad (8)$$

bei denen die dimensionslosen Funktionen ψ , δ , φ und ε nur noch von r abhängen, weil die z -Abhängigkeit in den die Strömung beschreibenden Gliedern durch den exponentiellen Ansatz $e^{-\alpha z/r_a}$ absepariert worden ist. Einsatz von Gleichung (5)–(8) in Gleichung (1)–(4) führt zu dem Gleichungssystem

$$2\psi' = \varphi, \quad (9)$$

$$2\delta = \varepsilon', \quad (10)$$

$$4(x\varphi)' = -\varepsilon, \quad (11)$$

$$C^2\psi = (x^2\delta')', \quad (12)$$

wobei als unabhängige Variable nicht der Radius r , sondern eine Größe $x = (r/r_a)^2$ gewählt wurde; die Differentiationssymbole bedeuten Differentiation nach x . Die auftretende Größe C ist definiert durch

$$C = \frac{\alpha \rho \omega_a r_a^2}{2\eta} \quad (13)$$

und ergibt sich als Eigenwert des Gleichungssystems mit den Randbedingungen $v_r = v_\varphi = v_z = 0$ für $x = 1$,

$$v_r = \frac{\partial}{\partial r} v_z = \frac{\partial}{\partial r} p = 0 \quad \text{für } x = 0$$

und

$$\int_0^{r_a} r v_z dr \sim \int_0^1 v_z dx = 0.$$

Dabei ist die letzte Bedingung (Hinstrom + Rückstrom = 0) durch den Ansatz (5)–(8) automatisch mit erfüllt, da die Strömung für $z \rightarrow \infty$ verschwindet und keine Divergenzen auftreten.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgte numerisch mit dem vom VEB Carl Zeiss Jena erstellten Rechenautomaten OPREMA. Der Eigenwert für die erste Eigenfunktion (s. Abb. 5) ist $C_1 = 20,72$, der Eigenwert für die zweite Eigenfunktion $C_2 = 99,6$. Es wurden weitere Eigenwerte näherungsweise bestimmt: $C_3 \approx 300$, $C_4 \approx 550$.

Die Länge, auf der in axialer Richtung die Strömung sich auf $1/e$ vermindert, ergibt sich mit $l = r_a/\alpha$ für den ersten Eigenwert bei einem mit Wasser ($\rho = 1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, $\eta = 0,01 \frac{\text{g}}{\text{cm s}}$) gefüllten Rohr von 10 cm Durchmesser und 5 U/s zu 94 m! Sie ist also bereits bei diesen geringen Drehzahlen größenordnungsmäßig größer als der Rohrdurchmesser. Abb. 6a und b gibt den Verlauf der ersten und der zweiten Eigenfunktion für die Axialgeschwindigkeit bei inkompressiblen Flüssigkeiten. Abb. 6 zeigt also für diesen Fall den korrekten Verlauf der ersten beiden in Abb. 5 qualitativ angegebenen Strömungsprofile.

ergibt sich analog das Gleichungssystem

$$2A^2\psi + 2\psi' = \varphi, \quad (22)$$

$$A^2\varepsilon + 2e^{A^2(x-1)}\delta = \varepsilon', \quad (23)$$

$$4(x\varphi)' = -\varepsilon, \quad (24)$$

$$C^2 e^{A^2(x-1)}\psi = (x^2\delta')'. \quad (25)$$

Darin ist die Größe

$$A = \frac{r_a \omega_a}{\sqrt{\frac{2kT}{m}}} \quad (26)$$

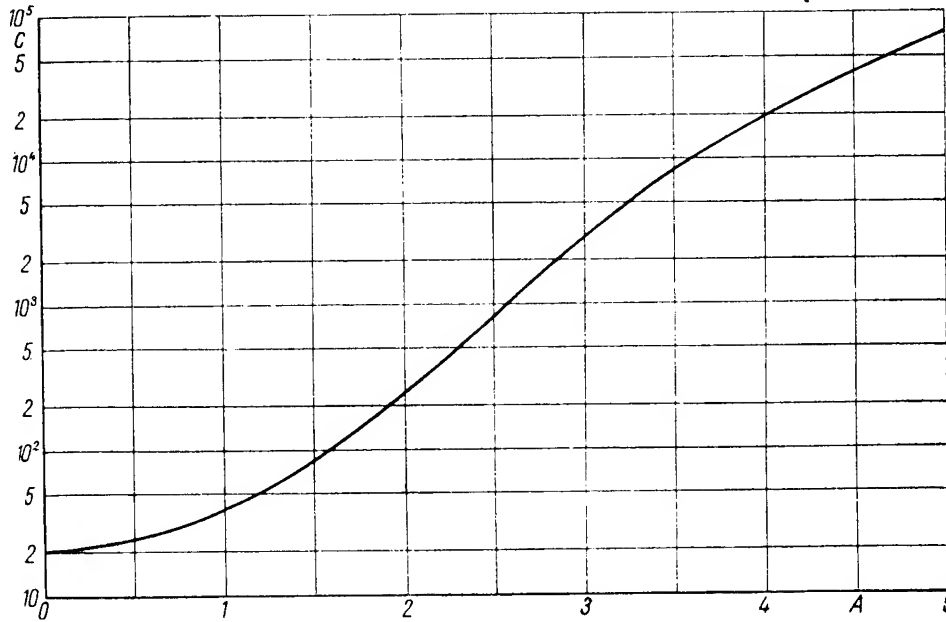


Abb 7. Eigenwert C als Funktion von $A = \frac{\omega_a r_a}{\sqrt{\frac{2kT}{m}}}$

Für ideale Gase (m = Molekülmasse, T = Temperatur = const) sind die zu (1)–(4) analogen Gleichungen ebenfalls leicht angebar:

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + r \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{kT}{m} \frac{\partial \rho}{\partial r} = \rho r \omega^2, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = r \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{kT}{m} r \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r}(\rho r^3 \omega v_r) + r^3 \frac{\partial}{\partial z}(\rho \omega v_z). \quad (17)$$

Mit dem Ansatz

$$v_r = \alpha^2 \frac{\rho_a \omega_a^2 r_a^3}{2\eta} \frac{r_a}{r} \psi e^{-\alpha \frac{z}{r_a}}, \quad (18)$$

$$\omega = \omega_a \left(1 + \delta e^{-\alpha \frac{z}{r_a}} \right), \quad (19)$$

$$v_z = \alpha \frac{\rho_a \omega_a^2 r_a^3}{2\eta} \varphi e^{-\alpha \frac{z}{r_a}}, \quad (20)$$

$$p = p_a e^{A^2 \left(\frac{r^2}{r_a^2} - 1 \right)} + \frac{\rho_a \omega_a^2 r_a^2}{2} \varepsilon e^{-\alpha \frac{z}{r_a}} \quad (21)$$

ein Parameter, der das Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeit der Zentrifuge $r_a \cdot \omega_a$ zu der wahrscheinlichsten thermischen Geschwindigkeit der Gasmoleküle $w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ angibt. Die Größe

$$C = \frac{\alpha \rho_a \omega_a r_a^2}{2\eta} \quad (27)$$

ergibt sich wieder als Eigenwert für die bereits oben angeführten Randbedingungen. Auch hier erfolgte die Bestimmung des Eigenwertes numerisch mit Hilfe der OPREMA, wobei wir uns auf die Berechnung jeweils des ersten Eigenwertes (kleinstes α) beschränkt haben.

Für den Fall großer Werte von A (Umfangsgeschwindigkeit der Zentrifuge groß gegen thermische Molekulargeschwindigkeit des Gases) läßt sich das Gleichungssystem (22)–(25) durch einen Grenzübergang vereinfachen. In diesem Fall läßt sich der Parameter A in einen Eigenwert von der Form CA^{-6} hineinziehen, so daß hier Einzelbestimmungen von C für verschiedene Werte des Parameters A sich erübrigen. Die Rechnung ergibt

$$C = 4,822 A^6. \quad (28)$$

Die erhaltenen Werte $C = \frac{\alpha \rho_a \omega_a r_a^2}{2\eta}$ sind in Abb. 7 als Funktion von

$$A = \frac{r_a \cdot \omega_a}{\sqrt{\frac{2kT}{m}}}$$

dargestellt. Für $A = 0$ ergibt sich, wie ein Vergleich des Gleichungssystems (22)–(25) mit dem Gleichungssystem (9)–(12) zeigt, der für die inkompressible Flüssigkeit berechnete Wert. Die Abbildungen 8 und 9 zeigen den Verlauf der Strömungskomponenten und des in der Strömung auftretenden Zusatzdruckes als Funktion des Radius für die erste Eigenfunktion bei dem Fall $A = 0$ und $A = \sqrt{2}$. Dabei sind in Abb. 9 nicht die Geschwindigkeiten v ,

sondern die Stromdichten $\rho \cdot v$ aufgetragen. Bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten wird das Gas zu einem großen Teil an die Zentrifugenwand gedrängt, und damit wandert auch die Stelle, bei der die Axialgeschwindigkeit verschwindet, weiter nach außen. Abb. 10 zeigt die Lage der Stelle mit $v_z = 0$ in Abhängigkeit von dem Parameter A . Da mit steigendem A die Strömung immer mehr an die Zentrifugenwand gedrängt wird, vergrößert sich die POISEUILLE-Reibung, so daß mit steigender Umfangsgeschwindigkeit, aber gleichbleibender Gasdichte ρ_a die Abklinglänge abnimmt.

Für zwei Zahlenbeispiele soll noch die Reichweite der Axialströmung berechnet werden. In beiden Fällen nehmen wir als Gas UF_6 , wobei wir für die Zähigkeit η den Wert $2,3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm s}}$ ansetzen. Für ein Zentrifugenrohr mit dem Durchmesser von 6 cm und einer Umfangsgeschwindigkeit von 250 m/s ergibt sich für 100 mm Quecksilbersäule Gasdruck an der Peripherie (etwa der Kondensationsdruck des Gases bei Zimmertemperatur) eine Abklinglänge auf $1/e$ von 28 m; für eine Zentrifuge von 10 cm Durchmesser und einer

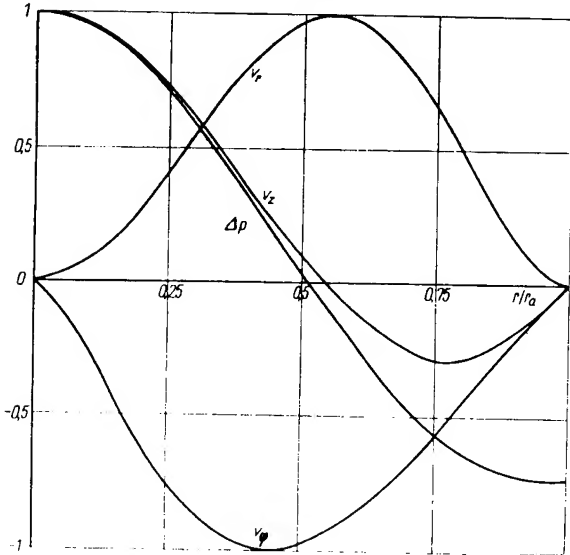


Abb. 8. v_r , v_ϕ , v_z und Δp als Funktionen von r/r_a für $A = 0$ (Maximalwerte auf Eins normiert)

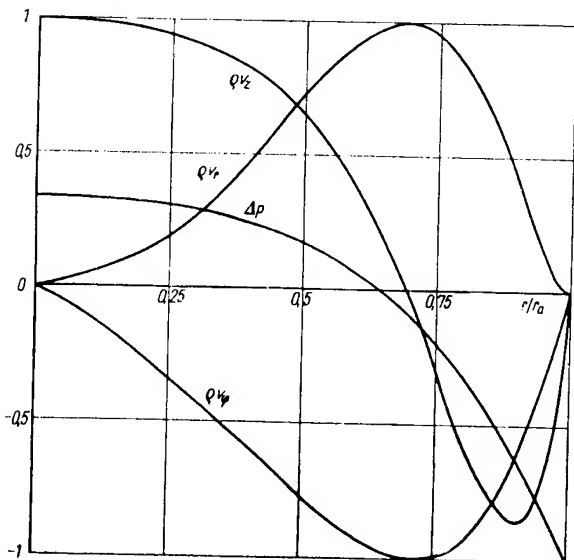


Abb. 9. ρ_r , ρ_ϕ , ρ_z und Δp als Funktionen von r/r_a für $A = 1/\sqrt{2}$ (Maximalwerte auf Eins normiert)

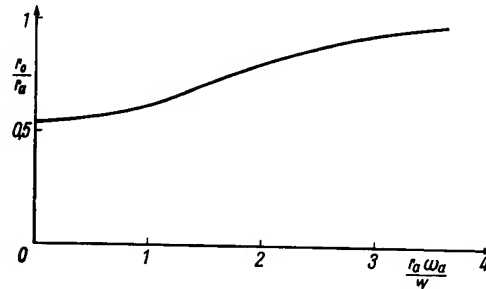


Abb. 10. Nullstellen von v_z als Funktion von A ($r_0 = r_{v_z=0}$)

Umfangsgeschwindigkeit von 350 m/s bei dem gleichen Druck an der Zentrifugenwand ergibt sich ein Abklingen der Strömung auf $1/e$ nach 13 m. Damit ist gezeigt, daß die Strömung auch dann, wenn die Strömungsursache nur an einem Zentrifugenende wirkt, genügend weit reicht, um die Selbstkaskadierung in praktisch allen ausführbaren Zentrifugen zu bewirken. Im allgemeinen ist hierfür sogar noch erforderlich, am anderen Zentrifugenende den CORIOLIS-Widerstand etwa durch hier angeordnete radial gestellte mitumlaufende Flügel kurz-zuschließen.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß in Wirklichkeit die Strömung sogar noch weiter reicht als hier berechnet. Bei allen Gasen tritt gegenüber Radialbewegungen in der Zentrifuge außer dem hier allein betrachteten CORIOLIS-Widerstand noch ein weiterer Widerstand auf. Bei der Strömung von innen nach außen kommt ein Gasvolumen in Gebiete höheren Druckes und wird durch adiabatische Kompression erwärmt und umgekehrt. Hierdurch wird die von der Pumpe P (Abb. 3b) zu liefernde Druckdifferenz noch größer, die CORIOLIS-Widerstände in Abb. 4 sind in Wirklichkeit noch zu vergrößern und die Abklinglänge der Strömung nimmt noch weiter zu.

Abschätzungen zeigen, daß dieser thermische Effekt unter Umständen von gleicher Größe sein kann wie der hier behandelte. Der große Widerstand gegen radiale Geschwindigkeitskomponenten führt dazu, daß die Gasströmung praktisch nicht turbulent werden kann. Lediglich Wirbel mit radial gerichteter Achse könnten auftreten. Für den Trennvorgang von Isotopen sind diese Wirbel aber so gut wie bedeutungslos: die v_φ -Komponenten führen zu keiner Vermischung von Gebieten mit verschiedenen Konzentrationen, und Unterschiede in den v_z -Werten spielen, wenn sie nur klein sind gegen v_z , gerade bei den wirklichen Trennbedingungen keine Rolle; denn dabei arbeitet man mit derjenigen Axialgeschwindigkeit der selbstkaskadierenden Strö-

mung, die ein Maximum für den axialen Konzentrationsgradienten liefert. In der Umgebung dieses Wertes ist dieser Konzentrationsgradient aber gegen kleine Änderungen der Axialgeschwindigkeit unempfindlich.

Die hier gebrachten Überlegungen wurden von mir zu einem großen Teil bereits in den Jahren 1951 und 1952 in der Sowjetunion ausgearbeitet, wobei ich vor allem für die mathematische und numerische Durchführung die wesentliche Mitarbeit des Kandidaten der math. Wiss. AGREST dankend betonen möchte. Für die hier gebrachten vollständigeren Rechnungsergebnisse habe ich meinen Mitarbeitern Dr. HELMIS und Dipl.-Math. GRIEPENTROG vom *Wissenschaftlich-Technischen Büro für Reaktorbau* zu danken.

Eingegangen am 17. 7. 1958

Berechnung des Ausbrandes und der Leistungsdichte in einem heterogenen Reaktor für zwei idealisierte Schemata des Brennstoffumsatzes

(Bericht aus dem Wissenschaftlich-Technischen Büro für Reaktorbau)

G. HELMIS, K. MEYER, E. GRIEPENTROG

1. Einleitung

Der Grad der Brennstoffausnutzung in einem heterogenen Kernreaktor ist abhängig von der Betriebsweise. Die Anfangsreaktivität (d. h. bei einer bestimmten Gitteranordnung die Anfangsanreicherung), die Dauer einer Kampagne bei einer bestimmten Leistungsabgabe und das Umsatzschema sind miteinander gekoppelt; dabei ergibt sich eine bestimmte Ausbrandtiefe. Während einer Kampagne bleiben die Brennelemente an einem festen Ort und werden dort bis zu einem bestimmten, im allgemeinen ortsabhängigen Grad ausgebrannt. Der Reaktor wird dabei unter Verwendung von Absorptionsstäben und Kompensationskassetten kritisch gehalten.

Das einfachste Umsatzschema ist das folgende. Zu Beginn der Kampagne wird der Reaktor mit Brennstoffmaterial einer bestimmten Anfangsanreicherung gefüllt. Man hält ihn mit Absorptionsstäben und Kompensationskassetten kritisch und läßt ihn so lange brennen, bis die Verteilung der Ausbrandtiefe derart ist, daß der Reaktor ohne Absorptionsstäbe gerade kritisch ist. Danach entfernt man den gesamten Brennstoff und ersetzt ihn durch frischen mit der Anfangsanreicherung. Dieses triviale Umsatzschema ist sehr unökonomisch. Es ist plausibel, daß man die Ausbrandtiefe vergrößern kann, indem man nur einen Teil des ausgebrannten Brennstoffs nach Beendigung der eben geschilderten Kampagne durch frischen Brennstoff ersetzt. Die Gebiete mit ausgebranntem Material übernehmen dann die Funktion der Absorptionsstäbe und Kompensationskassetten und tragen noch wesentlich zur Leistungsabgabe des Reaktors bei. Auf diese Weise kann in einem Reaktor gleichzeitig Brennstoff mit verschiedener Ausbrandtiefe vorhanden sein, der jeweils eine gewisse Anzahl von Kampagnen erlebt hat.

Man kann sich nun viele Umsatzschemata ausdenken. Dabei ist nicht nur ein großer Ausbrand und eine lange Kampagne erstrebenswert, sondern auch eine gleichmäßige Leistungsdichte, da nämlich ein Reaktor mit bestimmter Abmessung bei größerer Gleichmäßigkeit der Leistungsdichte eine größere Leistung abgeben kann. Dies ist darin begründet, daß die Temperatur des Hüllmaterials eine höchstzulässige Temperatur nicht überschreiten darf.

Unter den vielen Möglichkeiten des Umsetzens kann man etwa an folgendes Schema denken. Der Reaktor werde in gleich große Gebiete eingeteilt, z. B. mögen in einem Zylinderreaktor diese Gebiete durch konzentrische Zylindermäntel abgegrenzt werden. Nach Ablauf der Zeit Δt wird der Brennstoff aus dem Gebiet entnommen,

in dem er am stärksten ausgebrannt ist. Dieses leere Gebiet wird mit dem Brennstoff des Nachbargebietes gefüllt usw., und schließlich wird in das letzte Gebiet frischer Brennstoff eingefüllt. Es bildet sich dann nach Ablauf mehrerer solcher Zeitabschnitte ein stationärer Zustand aus, wobei zu entsprechenden Zeiten jeweils in den einzelnen Gebieten eine bestimmte Ausbrandtiefe vorhanden ist. Der Reaktor arbeitet dann periodisch mit der Periodendauer Δt . Es werden hier zwei Umsatzschemata diskutiert, die in bezug auf die Ausbrandtiefe und die Verteilung der Wärmezeugung Extremfälle darstellen. Dabei interessieren neben der Größe der Ausbrandtiefe die Ortsverteilung und der Ungleichmäßigkeitsfaktor der Leistungsdichte.

Das erste Umsatzschema soll dadurch gekennzeichnet sein, daß ein Teil des Brennstoffs, der am stärksten ausgebrannt ist, am Rande des Reaktors entnommen, der im Reaktor verbleibende Brennstoff nach außen gerückt und der frische Brennstoff in gleicher Menge wie der entnommene in der Mitte in die freiwerdenden Plätze nachgefüllt wird. Dann ist also in dem Reaktor eine Ausbrandverteilung derart vorhanden, daß die Ausbrandtiefe von der Mitte zum Rande des Reaktors zunimmt. Es ist zu erwarten, daß das eine größere Ausbrandtiefe des Brennstoffs, aber auch eine größere Ungleichmäßigkeit in der Verteilung des thermischen Neutronenflusses und der Leistungsdichte mit sich bringt als eine solche Brennkampagne, bei der zu Beginn das Brennstoffmaterial derselben Anfangsanreicherung homogen auf den Reaktor verteilt wird und die Brennelemente während des Ausbrandes nicht umgesetzt werden.

Bei dem zweiten Umsatzschema wird ein Teil des Brennstoffs, der am stärksten ausgebrannt ist, in der Mitte des Reaktors entnommen. Der im Reaktor verbleibende Brennstoff wird nach innen gerückt und der frische Brennstoff in gleicher Menge wie der entnommene am Rande in die freiwerdenden Plätze nachgefüllt. Im Reaktor ist dann also eine Ausbrandverteilung derart vorhanden, daß die Ausbrandtiefe vom Rande des Reaktors zur Mitte hin zunimmt. Man kann erwarten, daß in diesem Falle die Ausbrandtiefe und die Ungleichmäßigkeit der Verteilung des Neutronenflusses und der Leistungsdichte geringer ist als in dem Fall mit der entgegengesetzten Durchflußrichtung.

In beiden Fällen stehen also die Tiefe des Ausbrandes und die Größe des Ungleichmäßigkeitsfaktors der Leistungsdichte zur Konkurrenz; wenn die eine günstige Werte erreicht, ist zu erwarten, daß die andere zu ungünstigen Werten tendiert. Damit man eine genauere

Vorstellung von den im Realfall zu erwartenden Tendenzen bekommt, sollen die beiden qualitativ beschriebenen Umsatzschemata für einen bestimmten Fall unter idealisierten Bedingungen rechnerisch behandelt werden.

Um eine analytisch leicht faßbare Näherung zu bekommen, soll in den folgenden Untersuchungen idealisierend angenommen werden, daß sich die Betriebsbedingungen innerhalb einer Periode nicht ändern, d. h., daß die Periodendauer Δt und auch die oben genannten Gebiete sehr klein gewählt werden. Dann läuft der Brennstoff kontinuierlich durch den Reaktor und wird auch kontinuierlich zugeführt und entnommen.

Es soll angenommen werden, daß die Brennstoffmenge, die je Zeit- und Längeneinheit dem Reaktor zugeführt und damit auch entnommen wird, eine noch geeignet zu wählende Funktion der Höhe sein soll. Der Brennstoff, der in einer bestimmten Höhe in den Reaktor eingebracht wird, soll in dem in dieser Höhe liegenden, zur Achse des Reaktors senkrecht stehenden Querschnitt während seines Durchlaufes durch den Reaktor verbleiben und in diesem wie eine inkompressible Flüssigkeit von der Einspeisestelle zur Entnahmestelle strömen.

Die Gesamtmenge des Brennstoffs, die dem Reaktor in der Zeiteinheit zugeführt und somit auch wieder entnommen wird, ist bei festem Betriebsregime proportional der von dem Reaktor abgegebenen Leistung.

Bei dem ersten Umsatzschema wird der Brennstoff in der Achse des Reaktors eingespeist, er strömt radial zum Rande des Reaktors und wird dort auf dem gesamten Umfang entnommen. Entsprechend wird der Brennstoff bei dem zweiten Umsatzschema im Umfang des Reaktors eingespeist und strömt radial zur Achse, wo er entnommen wird.

Die Verteilung der Gebiete verschiedener Ausbrandtiefe muß im Reaktor so sein, daß die sich damit ergebende Neutronenverteilung stationär ist. Weiter muß die Neutronenverteilung aber auch so beschaffen sein, daß sich unter Berücksichtigung einmal des Ausbrandes in diesem Neutronenfluß und zum anderen der kontinuierlichen Fortbewegung des Brennstoffes im Reaktor eine stationäre Verteilung der Gebiete verschiedenen Ausbrandes ausbildet. Dies führt mit der Eingruppentheorie auf eine nichtlineare Integrodifferentialgleichung.

Für die Rechnung werden die Daten eines Druckwasserreaktors mit leichtem Wasser als Moderator, Kühlmittel und Reflektor verwendet, dessen Brennstoff schwach angereichertes Uran in Form von Urandioxyd ist. Der Brennstoff befindet sich in gitterförmiger Anordnung in zylindrischen Stäben in der aktiven Zone, deren Länge gleich der Höhe der aktiven Zone ist. Das Hüllmaterial für den Brennstoff besteht aus Zirkonium. Es werden verschiedene Anfangsanreicherungen und Moderator-Brennstoff-Volumenverhältnisse gewählt.

2. Mathematische Formulierung — Parameter

Die Durchführung der Rechnung soll im Rahmen der Eingruppentheorie geschehen. Der thermische Neutronen-

fluß Φ wird also durch die zeitunabhängige Diffusionsgleichung

$$\Delta \Phi + \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \Phi = 0 \quad (1)$$

beschrieben, da sich das System in einem stationären Zustand befindet. k_{∞} ist der von der Ausbrandtiefe abhängige Multiplikationsfaktor, M^2 die Migrationsfläche, die praktisch unabhängig von der Ausbrandtiefe ist, da für den betrachteten Fall $\tau \gg L^2$ gilt (L = thermische Diffusionslänge, $\sqrt{\tau}$ = Bremslänge).

Wir setzen voraus, daß k_{∞} als Funktion der Flußzeit

$$s = \int_0^t \Phi(t') dt' \quad (2)$$

bekannt ist; $\Phi(t)$ ist der Fluß, der zur Zeit t auf den Brennstoff einwirkt. Ferner soll die Ausbrandtiefe, die durch die Zahl der gespaltenen Kerne des Brennstoffs je Volumeneinheit (einschließlich ^{238}U und des während des Betriebes gebildeten Plutoniums) charakterisiert ist, als Funktion von s bekannt sein. Wir drücken diese aus durch die auf die Anfangsmenge Uran bezogene Konzentration der Spaltprodukte (im folgenden Schlacke genannt) ϱ_s in $\text{kg/t}_{\text{Uran}}$ als Funktion von s .

Neben (1) hat man also

$$k_{\infty} = k_{\infty}(s), \quad (3a)$$

$$\varrho_s = \varrho_s(s) \quad (3b)$$

mit (2). Über eine Methode zur Berechnung von k_{∞} als Funktion der Ausbrandtiefe wird in einer weiteren Arbeit berichtet werden. Darin werden die Dichten der Schlacke, des ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu und ^{241}Pu und der Multiplikationsfaktor k_{∞} als Funktion von s unter Berücksichtigung der epithermischen Prozesse berechnet.¹⁾

Um (1) und (3a) miteinander verknüpfen zu können, muß die Stationarität des Problems noch in (2) benutzt werden. Diese ist folgendermaßen zu formulieren: Für die Wanderungsgeschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ des Brennstoffs durch den Reaktor gilt wegen der oben angegebenen Voraussetzungen

$$r \frac{dr}{dt} = F(z), \quad (4)$$

wobei $F(z)$ in noch zu bestimmender Weise von z abhängt (es werden Zylinderkoordinaten r, z benutzt). Zur Zeit $t = t'$ befindet sich der zur Zeit $t = 0$ an der Stelle $r = r_0$ eingebrachte Brennstoff ($r_0 = 0$, $F(z) > 0$ für das erste bzw. $r_0 = R$, $F(z) < 0$ für das zweite Umsatzschema) an der Stelle r' , die durch (4) mit der Anfangsbedingung $r = r_0$ für $t = 0$ vorgeschrieben ist. Es ist dann also $\Phi(t') = \Phi(r', z)$ und damit

$$s = \frac{1}{F(z)} \int_{r_0}^r \Phi(r', z) r' dr'. \quad (5)$$

¹⁾ Eine Veröffentlichung in der „Kernenergie“ ist in Vorbereitung.

$F(z)$ wird nun durch die Forderung bestimmt, daß Φ in der Form $\Phi(r, z) = u(r) \cdot v(z)$ separiert werden kann. Das läßt sich erreichen, wenn man

$$v(z) = A F(z) \quad (6)$$

setzt; A ist eine ortsunabhängige Konstante. Dann hängt k_∞ über s nur noch von r ab, so daß Φ tatsächlich separierbar wird.

$$\text{Setzt man} \quad A u(r) = \psi(r), \quad (7)$$

so erhält man für $\psi(r)$ die nichtlineare Integrodifferentialgleichung

$$\frac{d^2 \psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} + \frac{k_\infty \left(\int_{r_0}^r \psi(r') r' dr' \right) - 1 - \frac{q^2 M^2}{H^2}}{M^2} \psi = 0, \quad (8)$$

wenn man Φ gleich in der Form $\Phi(r, z) = \psi(r) \cos q \frac{z}{H}$ schreibt. q bestimmt sich aus der Randbedingung für Φ am Rande der aktiven Zone:

$$\Phi + \delta \frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0, \quad (9)$$

wobei die Normale aus dem Reaktor heraus weist. δ ist die Extrapolationslänge für den thermischen Fluß. Damit hat man für ψ die Randbedingung

$$\psi + \delta \frac{d\psi}{dr} = 0 \quad (10)$$

für $r = R$. Außerdem muß $\frac{d\psi}{dr} = 0$ für $r = 0$ sein, da im Reaktor keine äußeren Neutronenquellen vorhanden sind. Die Leistungsdichte im Reaktor ist proportional zu

$$w(r, z) = w_r(r) \cos \frac{qz}{H}. \quad (11)$$

Für ihren radialen Verlauf erhält man insbesondere

$$w_r = \frac{d\varrho_s}{ds} \psi(r). \quad (12)$$

Der radiale Ungleichmäßigkeitsfaktor der Leistungsdichte ist

$$\nu_r = \frac{\left\{ \frac{d\varrho_s}{ds} \psi(r) \right\}_{\max}}{\frac{2}{R^2} \int_0^R \frac{d\varrho_s}{ds} \psi(r) r dr}. \quad (13)$$

Gleichung (8) wurde numerisch mit Hilfe von Methoden der angewandten Mathematik gelöst, wie sie zur Behandlung von Randwertaufgaben üblich sind.²⁾

Der Radius des Reaktors betrage $R = 100$ cm und die halbe Höhe $H = 100$ cm. Die aktive Zone möge aus einem Gitter bestehen, das von urandioxydgefüllten Zirkoniumrohren mit dem Durchmesser von etwa 1 cm und mit einer Manteldicke von etwa 0,05 cm gebildet

werde. Für die Rechnung werden zwei Abstände der Gitterstäbe verwendet, so daß das Moderator-Urاندioxyd-Volumenverhältnis für den Fall eines engen Gitters etwa den Wert 1,3 und für den Fall eines weiten Gitters etwa den Wert 1,9 hat. Außerdem werden die Untersuchungen für zwei Werte der Anreicherung durchgeführt, und zwar für $a = 1,5\%$ bzw. 2% . Wie oben angegeben, wird M^2 als nur von dem Moderator-Brennstoff-Verhältnis abhängig angesehen, und zwar wird für das enge Gitter $M^2 = 78,5 \text{ cm}^2$ und für das weite Gitter $M^2 = 75,5 \text{ cm}^2$ verwendet. Für die Extrapolationslänge wird der Wert $\delta = 9,5$ cm gewählt.

In den Abbildungen 1–8 sind die Ergebnisse zusammengestellt, und zwar sind der thermische Fluß Φ und die Leistungsdichte w als Funktion von r dargestellt. Beide sind willkürlich so normiert, daß die Maximalwerte gleich Eins sind. Die Abbildungen 1–4 beziehen sich auf den Fall des engen Gitters (Moderator-Brennstoff-Volumenverhältnis etwa 1,3), und zwar die Abbildungen 1 und 2 auf den Brennstoffdurchfluß in der Richtung zum Reaktorrand und die Abbildungen 3 und 4 auf die entgegengesetzte Durchflußrichtung. Für die Abbildungen 1 und 3 gilt die Anfangsanreicherung von $1,5\%$ und für die Abbildungen 2 und 4 von 2% . Die Abbildungen 5–8 beziehen sich auf den Fall des weiten Gitters (Moderator-Brennstoff-Volumenverhältnis etwa 1,9), und zwar die Abbildungen 5 und 6 auf den Brennstoffdurchfluß in der Richtung von der Achse zum Reaktorrand und die Abbildungen 7 und 8 auf die entgegengesetzte Durchflußrichtung. Für die Abbildungen 5 und 7 gilt die Anfangsanreicherung von $1,5\%$ und für die Abbildungen 6 und 8 von 2% . Zum Vergleich ist auch die der Randbedingung $J_0(Br) + \delta \frac{d}{dr} J_0(Br) = 0$ genügende BESSELSche Funktion eingezeichnet, die im folgenden kurz J_0 genannt wird.

In der Tabelle sind für verschiedene Moderator-Brennstoff-Verhältnisse, Anfangsanreicherungen und Durchflußrichtungen die Werte des Ungleichmäßigkeitsfaktors der Leistungsdichte und folgende Konzentrationen (in $\text{kg/t}_{\text{Uran}}$, bezogen auf die Anfangsmenge Uran) für das ausgebrannte, also aus dem Reaktor entfernte Material zusammengestellt: die gesamte Schlackenmenge (ϱ_s), die gesamte Änderung der ^{235}U - und ^{238}U -Konzentration ($\Delta\varrho_5$ bzw. $\Delta\varrho_8$) und der Gehalt an Plutonium (ϱ_{Pu}). Ferner werden das Verhältnis $\varrho_{\text{Pu}}/\Delta\varrho_5$ und der Anteil des spaltbaren Plutoniums angegeben.

3. Diskussion der Resultate

Ganz allgemein sind für die Fälle des Brennstoffdurchflusses von innen nach außen und von außen nach innen folgende charakteristischen Unterschiede zu erwarten: In dem ersten Fall wird der Fluß der thermischen Neutronen (im folgenden einfach als Neutronenfluß bezeichnet) zum Rande hin schneller abfallen als der Neutronenfluß bei homogener Anreicherung, der durch die BESSELSche Funktion J_0 gegeben ist; dies gilt unter der

²⁾ Für die numerischen Rechnungen wurde vom VEB Carl Zeiss Jena die programmgesteuerte Rechenmaschine OPREMA in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

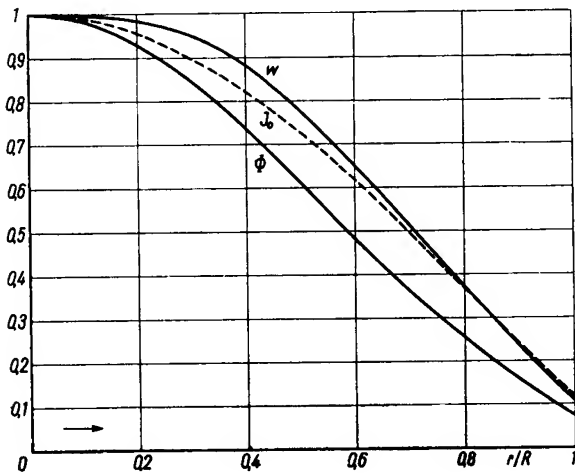


Abb. 1. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem engen Gitter mit der Anfangsanreicherung von 1,5%; Brennstoffdurchfluß von innen nach außen

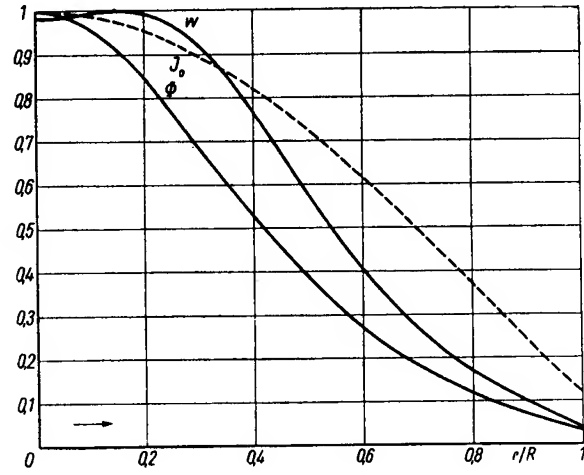


Abb. 2. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem engen Gitter mit der Anfangsanreicherung von 2%; Brennstoffdurchfluß von innen nach außen

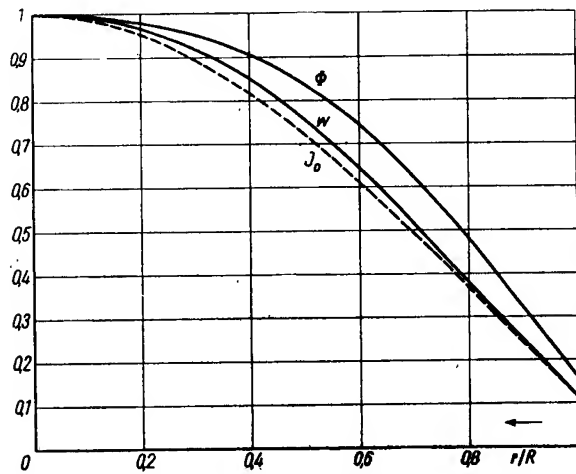


Abb. 3. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem engen Gitter mit der Anfangsanreicherung von 1,5%; Brennstoffdurchfluß von außen nach innen

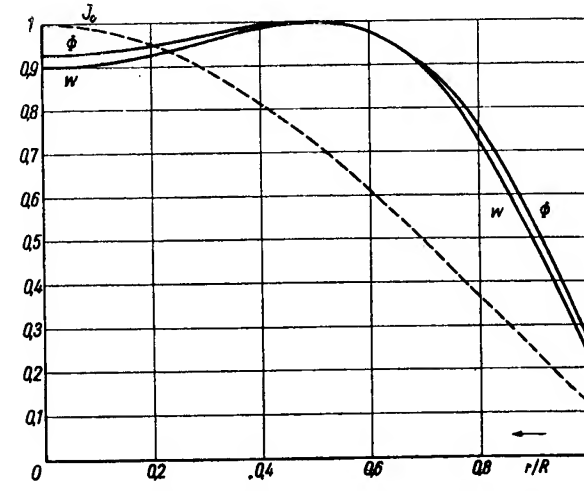


Abb. 4. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem engen Gitter mit der Anfangsanreicherung von 2%; Brennstoffdurchfluß von außen nach innen

Voraussetzung, daß k_{∞} mit wachsender Ausbrandtiefe abnimmt, was bei den behandelten Fällen auch im allgemeinen zutrifft. In dem zweiten Fall ist das entgegengesetzte Verhalten zu erwarten. Im ersten Fall werden nämlich, da k_{∞} mit wachsendem Abstand von der Achse abnimmt, in den zentralen Gebieten des Reaktors je Absorption mehr Neutronen erzeugt (die außerdem die große Chance haben, im Reaktor zu bleiben und dort Nachkommen zu erzeugen) als in den peripheren Gebieten (wo außerdem die Wahrscheinlichkeit dafür größer ist, daß die Neutronen aus dem Reaktor entweichen, bevor sie Folgegenerationen gebildet haben). Im zweiten Fall dagegen sind die peripheren Gebiete des Reaktors bezüglich der Zahl der Neutronen, die je Absorption entstehen, gegenüber den zentralen Gebieten bevorzugt; es bleibt aber die Wahrscheinlichkeit, den Reaktor zu verlassen, für die am Rande entstehenden Neutronen größer als für

die im Innern entstehenden. Qualitativ kann man für den zweiten Fall erwarten, daß der Neutronenfluß gegenüber der homogenen Anreicherung gleichmäßiger ist. Ist der Anfangswert von k_{∞} hoch genug (bei höherer Anreicherung und hier bei einem weiteren Gitter), so kann das Maximum des Neutronenflusses sogar außerhalb der Achse des Zylinderreaktors liegen.

In den Abbildungen 1 – 8 ist dieses Verhalten deutlich zu erkennen. Der Neutronenfluß ist für den Fall des Brennstoffdurchflusses von innen nach außen ungleichmäßiger als für den homogenen Fall; mit größer werdender Anreicherung und weiter werdendem Gitter nimmt die Ungleichmäßigkeit zu. Für den Fall des Brennstoffdurchflusses von außen nach innen verschiebt sich das Maximum des Flusses mit größer werdender Anfangsanreicherung und weiter werdendem Gitter zum Reaktorrand.

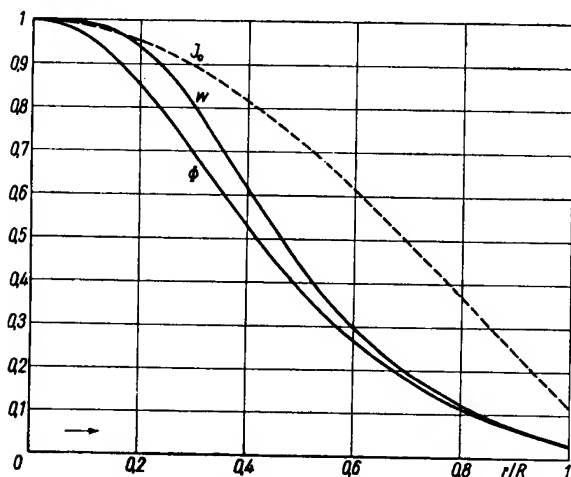


Abb. 5. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem weiten Gitter mit der Anfangsanreicherung von 1,5%; Brennstoffdurchfluß von innen nach außen

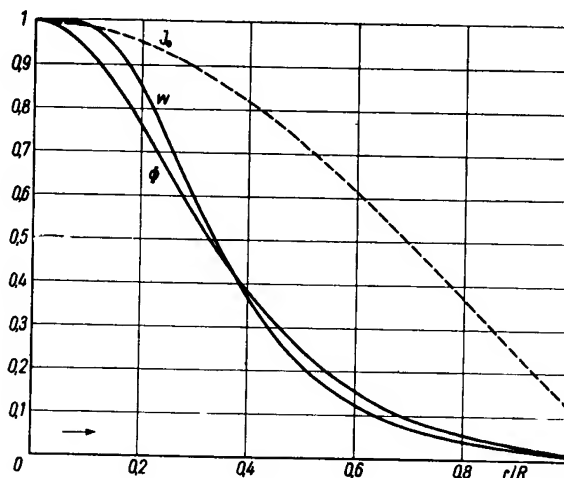


Abb. 6. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem weiten Gitter mit der Anfangsanreicherung von 2%; Brennstoffdurchfluß von innen nach außen

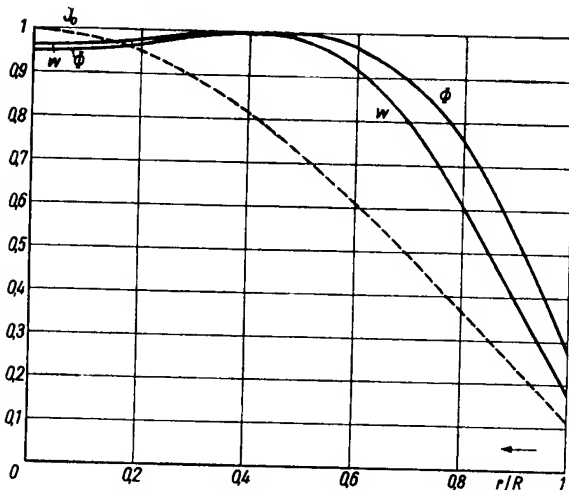


Abb. 7. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem weiten Gitter mit der Anfangsanreicherung von 1,5%; Brennstoffdurchfluß von außen nach innen

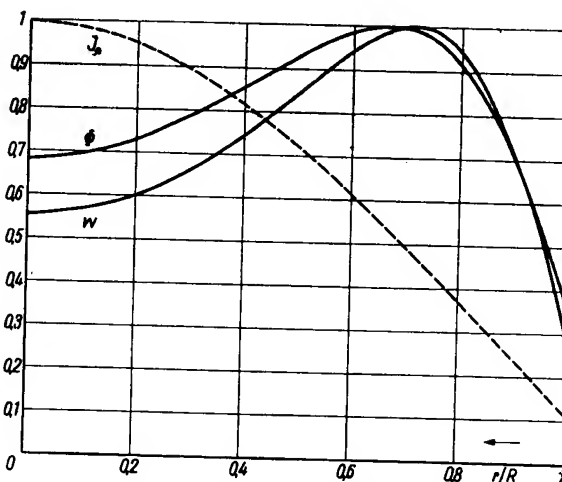


Abb. 8. Thermischer Fluß und Leistungsdichte als Funktion des Radius in einem weiten Gitter mit der Anfangsanreicherung von 2%; Brennstoffdurchfluß von außen nach innen

Ferner kann man erwarten, daß die Endausbrandtiefe für den Fall des nach außen gerichteten Brennstoffdurchflusses größer ist als bei der umgekehrten Flußrichtung. Für beide Fälle ist das k_{∞} als Funktion von r und damit ϕ als Funktion von r unabhängig von der dem Reaktor entnommenen Leistung. Eine Änderung der Leistung bedeutet lediglich eine Änderung der Durchflußgeschwindigkeit des Brennstoffs durch den Reaktor. Wählt man nun eine bestimmte Anfangsanreicherung, so befindet sich im ersten Fall das Material mit der besten Neutronenmultiplikation in der Mitte, im zweiten Fall mit der gleichen Neutronenmultiplikation am Rande, während sich die Neutronenmultiplikation des Materials zur Entnahmestelle hin verschlechtert.

Da die Wahrscheinlichkeit, den Reaktor zu verlassen, für die am Rande erzeugten Neutronen größer ist als für die in der Mitte erzeugten, wirken sich die Leck-

verluste im zweiten Fall wesentlich stärker aus als im ersten; das hat zur Folge, daß die Neutronenmultiplikation des am Rande befindlichen Materials in dem ersten Fall geringer sein darf als die des in der Mitte befindlichen Materials im zweiten Fall. Daraus folgt aber direkt, daß die Ausbrandtiefe des Brennstoffs bei Bewegung des Brennstoffs von innen nach außen größer ist als bei der umgekehrten Bewegungsrichtung. In der Tabelle ist die am Ende vorhandene Menge der Spaltprodukte (bezogen auf die Anfangsmenge Uran in $\text{kg/t}_{\text{Uran}}$) für die verschiedenen Durchflußrichtungen, Gitterschritte und Anfangsanreicherungen angegeben. Man erkennt, daß diese Schlackenkonzentration und damit die aus einer vorgegebenen Menge Brennstoff zu gewinnende Energie für die Flußrichtung von der Achse zum Rande des Reaktors etwa um den Faktor 1,5 größer ist als bei der umgekehrten Flußrichtung. Vom

Ungleichmäßigkeitsfaktoren der Leistungsdichte und wichtige Daten des ausgebrannten Brennstoffs

Moderator-Brennstoff-Volumenverhältnis	Anfangsanreicherung [%]	Flußrichtung des Brennstoffs von	η	ϱ_s [kg/t _{Uran}]	$\Delta\varrho_s$ [kg/t _{Uran}]	$\Delta\varrho_s$ [kg/t _{Uran}]	ϱ_{Pu} [kg/t _{Uran}]	$\varrho_{Pu}/\Delta\varrho_s$	$(\varrho_s + \varrho_1)/\varrho_{Pu}$
$\approx 1,3$	1,5	innen nach außen	1,89	8,0	6,1	8,1	5,0	0,81	0,9
		außen nach innen	1,90	5,2	4,4	5,3	3,7	0,83	0,9
	2,0	innen nach außen	2,69	27,2	14,7	25,1	8,4	0,58	0,9
		außen nach innen	1,41	16,8	11,3	15,5	7,3	0,65	0,9
$\approx 1,9$	1,5	innen nach außen	3,34	21,1	11,7	18,7	6,5	0,56	0,8
		außen nach innen	1,30	14,1	9,5	12,4	5,8	0,61	0,8
	2,0	innen nach außen	5,61	36,1	17,9	30,5	7,1	0,40	0,8
		außen nach innen	1,27	25,9	15,3	21,2	7,1	0,46	0,8

Standpunkt aus, bei einer vorgegebenen Brennstoffmenge möglichst viel Energie zu gewinnen, ist damit der Fall der Bewegung des Brennstoffs von innen nach außen vorteilhafter.

Betrachtet man im einzelnen die in der Tabelle angegebenen Zahlenwerte, so erkennt man, daß bei gegebener Flußrichtung des Brennstoffs und festem Moderator-Brennstoff-Volumenverhältnis die Ausbrandtiefe mit wachsender Anreicherung zunimmt, und zwar bei dem kleineren Moderator-Brennstoff-Verhältnis stärker als bei dem größeren. Ferner nimmt auch bei den hier untersuchten Fällen die Ausbrandtiefe bei fester Anfangsanreicherung mit wachsendem Moderator-Brennstoff-Verhältnis zu. Dies ist einfach auf die Änderung des Multiplikationsfaktors bei Änderung der Anreicherung und der Weite des Gitters zurückzuführen. In analoger Weise verhält sich bei einem festen Volumenverhältnis die Menge des im ausgebrannten Material enthaltenen Plutoniums, denn mit wachsendem Ausbrand steigt die Menge des gebildeten Plutoniums bei einer gegebenen Gitterweite wenig abhängig von der Anfangsanreicherung. Zu bemerken ist, daß für 1,5% bei Zunahme des Gitterschrittes die Plutonium-Endkonzentration wächst. Ferner ist verständlich, daß mit wachsendem Gitterschritt und wachsender Anfangsanreicherung das Verhältnis $\varrho_{Pu}/\Delta\varrho_s$ kleiner wird. Eine genauere Angabe von $(\varrho_s + \varrho_1)/\varrho_{Pu}$ ist nicht sinnvoll, da die Bestimmung der Plutoniumkonzentrationen für den Ausbrand mit Schwierigkeiten verbunden ist und so die Rechenergebnisse mit Ungenauigkeiten behaftet sind. Man kann weiter erkennen, daß mit wachsender Ausbrandtiefe (Änderung der Durchflußrichtung, der Anfangsanreicherung und der Weite des Gitters) der Anteil des ^{238}U an der abgegebenen Leistung größer wird.

Neben der Ausbrandtiefe ist noch die Ortsabhängigkeit der Leistungsdichte von großer Bedeutung. Die Leistungsdichte ist proportional dem Fluß und dem effektiven makroskopischen Spaltquerschnitt. Die Beiträge zu diesem effektiven Wirkungsquerschnitt kommen von der thermischen und epithermischen Spaltung des ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu und von der schnellen Spaltung des ^{238}U .

In den Ausbrandrechnungen findet dies seinen Ausdruck in der Größe $d\varrho_s/ds$ (s. Abschn. 2). Es ergibt sich dabei, daß bei diesen hier betrachteten Fällen $d\varrho_s/ds$ und damit der effektive Spaltquerschnitt mit wachsendem Ausbrand zunächst wächst und dann nach Erreichen eines Wertes s_0 schließlich fällt. Dieser Effekt ist in der Bildung des Plutoniums begründet. ^{239}Pu und ^{241}Pu haben einen (besonders im epithermischen Gebiet) hohen Spaltquerschnitt, aber auch einen sehr hohen Absorptionsquerschnitt. Das hat zur Folge, daß zu Beginn des Ausbrandes von ^{235}U und ^{238}U und der Erzeugung des ^{239}Pu zwar der Multiplikationsfaktor im allgemeinen fällt (bei geeigneten Anordnungen und Anreicherungen kann er auch anfangs steigen), aber der effektive makroskopische Wirkungsquerschnitt für die Spaltung größer wird. Ist der Ausbrand genügend weit fortgeschritten, so verkleinert sich der effektive Spaltquerschnitt. Es ist unmittelbar plausibel, daß der Anstieg dieses Querschnittes zu Beginn des Ausbrandes größer ist bei kleinen Gitterschritten, also kleinen Moderator-Brennstoff-Verhältnissen. Eine genaue Diskussion dieser Erscheinung, insbesondere über die Abhängigkeit von der Anreicherung, wird in der in Abschn. 2 genannten Arbeit gegeben.

In den Abbildungen 1 — 8 sind die Leistungsdichten als Funktion von r angegeben; ihr Maximalwert ist stets auf Eins normiert worden. Mit dem eben diskutierten Verhalten des effektiven Spaltquerschnittes (anfangs steigend, schließlich abfallend) ist der Verlauf der w -Kurven plausibel. Vergleicht man z. B. Abb. 1 mit Abb. 5 oder Abb. 2 mit Abb. 6, so erkennt man, daß bei größeren Gitterschritten der Anstieg dieses Querschnittes unwesentlicher wird. Zur Charakterisierung der Leistungsverteilung ist der Ungleichmäßigkeitsfaktor definiert worden. Generell kann man erwarten, daß bei der Flußrichtung des Brennstoffs von außen nach innen eine größere Gleichmäßigkeit der Leistungsdichte als bei der umgekehrten Flußrichtung wegen der größeren Gleichmäßigkeit des Neutronenflusses auftritt, wobei im ersten Fall die Gleichmäßigkeit größer sein wird als bei der homogenen Anreicherung, im zweiten Fall kleiner. Dies wird um so mehr der Fall sein, je größer die Anreicherung und je weiter das Gitter ist (in den hier betrachteten

Fällen). Die in der Tabelle angegebenen Werte für η belegen das. Es bildet nur der Fall des engen Gitters mit 1,5% Anreicherung eine Ausnahme. Bei der geringen Abweichung des Neutronenflusses von J_0 macht sich die Erhöhung des Spaltquerschnittes stark bemerkbar und hat eine größere Gleichmäßigkeit als bei homogener Brennstofffüllung zur Folge.

Vergleicht man die hier betrachteten Fälle, so ist im allgemeinen im Hinblick auf die Gleichmäßigkeit der Leistungsdichte die Umsetzung des Brennstoffs von außen nach innen vorteilhafter.

4. Zusammenfassung

Um zahlenmäßige Vorstellungen von dem Ausbrand in einem Reaktor bei Wahl eines bestimmten Umsatzschemas zu bekommen, erfolgte eine nähere Diskussion zweier idealisierter Umsatzschemata. Dabei wurde für einen Druckwasserreaktor mit schwach angereichertem Uran angenommen, daß der Brennstoff in bestimmter Weise kontinuierlich durch den Reaktor strömt. Unter Verwendung der Ergebnisse von Berechnungen des mikroskopischen Ausbrandes ergab sich für zwei speziell gewählte Moderator-Brennstoff-Verhältnisse und Anfangsanreicherungen folgendes:

Bei Bewegung des Brennstoffs von innen nach außen sind Neutronenfluß und Leistungsdichte im allgemeinen in der Achse des Reaktors konzentriert und ungleichmäßiger als bei einem homogen angereicherten Reaktor. Eine Ausnahme tritt bei dem engen Gitter mit 1,5% Anreicherung auf; hier ist der Ungleichmäßigkeitsfaktor der Leistungsdichte etwas kleiner als bei homogener

Anreicherung. Höhere Anreicherung und größeres Moderator-Brennstoff-Verhältnis wirken im Sinne einer Vergrößerung der Ungleichmäßigkeit der Leistungsdichte.

Bei der Bewegung des Brennstoffs von außen nach innen ist der Verlauf des Neutronenflusses und der Leistungsdichte gleichmäßiger als bei homogener Anreicherung. Höhere Anreicherung und größeres Volumenverhältnis haben eine Verkleinerung der Ungleichmäßigkeit der Leistungsdichte zur Folge.

Für beide Fälle nimmt die Ausbrandtiefe mit größerer Anreicherung und größerem Volumenverhältnis zu. Sie beträgt bei Bewegung des Brennstoffs von innen nach außen etwa das 1,5fache der bei Bewegung von außen nach innen für entsprechende Fälle.

Größere Anreicherung, größeres Volumenverhältnis und die Wahl der Flußrichtung von innen nach außen haben eine größere Ausnutzung des ^{238}U zur Folge. Das Plutonium ist bei den betrachteten Beispielen am Ende bei größerer Anfangsanreicherung und Wahl der Flußrichtung von innen nach außen stärker vertreten. Das Verhältnis $q_{\text{Pu}}/\Delta q_0$ ist bei größerer Anreicherung und größeren Gitterschritten kleiner.

Wenn auch manche Ergebnisse rein qualitativ erschlossen werden können, so kann man jedoch erst nach zahlenmäßigen Untersuchungen klare Vorstellungen von den wirklichen Verhältnissen bekommen. Zu diesem Zweck wurden diese Untersuchungen durchgeführt.

Dem Leiter des Wissenschaftlich-Technischen Büros für Reaktorbau, Herrn Prof. Dr. M. STEENBECK, danken wir herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele eingehende Diskussionen.

Eingegangen am 15. 7. 1958

Xenonvergiftungswellen

(Mitteilung aus dem Wissenschaftlich-Technischen Büro für Reaktorbau)

P. WENZEL

Für einen unendlich ausgedehnten thermischen Reaktor werden Schwankungen des Neutronenflusses und der Leistungsdichte in Form stehender oder fortschreitender Wellen untersucht, die durch ^{135}Xe -Vergiftung hervorgerufen werden. Die Gesamtleistung des Reaktors bleibt dabei konstant.

Das Verhalten dieser Wellen wird in Abhängigkeit vom mittleren Neutronenfluß für typische Reaktorkonstanten als Parameter untersucht.

Bei genügend großen Neutronenflüssen können sich die Wellen aufschaukeln. Die Flußverteilung im Reaktor ist dann instabil, es können lokale Überhitzungen auftreten.

1. Einleitung

Der Einfluß der ^{135}Xe -Bildung in einem thermischen Reaktor auf zeitliche Schwankungen der Reaktivität, insbesondere die Vergiftung des Reaktors nach dem Abschalten, ist schon seit langem bekannt.

Darüber hinaus können aber in einem thermischen Reaktor auch örtliche, zeitlich periodische Schwankungen des Multiplikationsfaktors k_∞ und damit des Neutronenflusses und der Leistungsdichte durch die Xenonbildung hervorgerufen werden.

Wesentlich für den Vorgang ist, daß das Spaltprodukt ^{135}Xe nicht direkt, sondern über die Vorläufer ^{135}Te und ^{135}I mit einer Verzögerung von einigen Stunden gebildet wird.

In einem genügend großen (unendlich großen), im Mittel kritischen Reaktor kann sich z. B. folgender Prozeß abspielen.

Die Xenonkonzentration werde so gestört, daß sie in einem Gebiet größer und in einem anderen Gebiet kleiner als der stationäre Wert ist.

Im ersten Gebiet wird k_∞ und damit der Neutronenfluß absinken, im zweiten ansteigen. Das hat aber zur Folge, daß im ersten Gebiet weniger, im zweiten Gebiet mehr Xenon nachgebildet wird, so daß nach einiger Zeit die Xenonkonzentration und die Flußverteilung in beiden Gebieten gerade vertauscht ist.

Auf diese Weise können örtliche, zeitlich periodische Schwankungen der Xenondichte und des Neutronenflusses zustande kommen, wobei die Gesamtleistung des Reaktors konstant bleibt.

Von besonderem Interesse ist, ob ein solcher Vorgang gedämpft oder ungedämpft (stationär) abläuft oder ob er sich aus kleinen Störungen zu sehr großen Amplituden aufschaukeln kann.

HENRY und GERMANN [2] haben ein einfaches Modell eines unendlich ausgedehnten Plattenreaktors untersucht, der aus zwei Schichten Brennstoff mit einer dicken Moderatorzwischenschicht besteht. Man kann dieses

Modell auch auffassen als zwei lose miteinander gekoppelte Reaktoren.

Sie fanden, daß der Neutronenfluß abwechselnd in der einen Platte ein Maximum, in der anderen ein Minimum und umgekehrt erreicht und daß sich der Vorgang aufschauelt, sobald der mittlere Neutronenfluß einen bestimmten Mindestwert überschritten hat. Um die Rechnung zu vereinfachen, wird die Diffusionsgleichung dabei nur unvollkommen berücksichtigt.

WARD [1] sowie RANDALL und JOHN [3] führten Störungsrechnungen für endliche Reaktoren durch, um den Schwellwert des mittleren Neutronenflusses zu ermitteln, oberhalb dessen Schwingungen möglich sind. Sie linearisieren die Differentialgleichungen und entwickeln die Lösungen [3] nach den Eigenfunktionen der stationären Flußverteilung oder der Reaktorgeometrie.

Bei der Berechnung des Neutronenflusses beschränken sie sich auf die Lösung der homogenen Wellengleichung $A\Phi + B^2\Phi = 0$. Das bedeutet eine Beschränkung auf den Fall, wo an einem festen Ort im Reaktor die zeitlichen Schwankungen des Neutronenflusses und die der Xenondichte genau in Gegenphase sind. Im allgemeinen ist dies aber nicht der Fall.

Damit sind die Ergebnisse von RANDALL und JOHN nur für mittlere Neutronenflüsse oberhalb $10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ gültig. Insbesondere ist die Behauptung nicht richtig, daß für Reaktoren, gleich welcher Größe, unterhalb $3,5 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ keine Schwingungen möglich sind.

In der vorliegenden Arbeit werden für einen unendlich ausgedehnten thermischen Reaktor Schwankungen des Neutronenflusses und der ^{135}Xe -Dichte in Form stehender oder fortschreitender Wellen untersucht. Für die mathematische Behandlung ist es zweckmäßig, die Differentialgleichungen zu linearisieren und sich auf kleine Amplituden der Wellen zu beschränken.

Neben dem Grenzfall der ungedämpften Welle können gedämpfte und sich aufschaukelnde Wellen vorkommen. Im letzteren Falle ist die Flußverteilung im Reaktor instabil. Es können lokale Überhitzungen auftreten.

Für die ungedämpften Wellen sind Schwingungszeit und Wellenlänge eindeutige Funktionen des mittleren Neutronenflusses und der Reaktorkonstanten.

Die Schwingungszeit liegt in der Größenordnung von Stunden, die Wellenlänge bei Leistungsreaktoren in der Größenordnung von dm bis m.

Die verschiedenen Prozesse, die zur Bildung und zum Abbau des Xenons führen, sind vom mittleren Neutronenfluß im Reaktor abhängig. Das bringt mit sich, daß das

Verhalten der Wellen ebenfalls vom mittleren Neutronenfluß und von den Reaktorkonstanten abhängt. Es wird in der Arbeit versucht, dieses Verhalten der Wellen qualitativ zu verstehen.

2. Mathematische Ansätze

Ein thermischer, unendlich ausgedehnter, kritischer Reaktor mit festem Brennstoff und gleichmäßigem Kühlmitteldurchfluß wird mit Hilfe der Diffusionstheorie für thermische Neutronen untersucht.

Folgende Ansätze werden in der Form

stationärer Wert + zeit- und ortsabhängige Störung gemacht:

$$\left. \begin{aligned} k_{\infty} &= 1 + \tilde{\kappa}(r, t) && \text{Multiplikationsfaktor,} \\ \Phi &= \Phi_0 + \tilde{\Phi}(r, t) && \text{Neutronenfluß,} \\ J &= J_0 + \tilde{J}(r, t) && {}^{135}\text{J-Dichte,} \\ X &= X_0 + \tilde{X}(r, t) && {}^{135}\text{Xe-Dichte.} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Diese Größen sind durch die folgenden Beziehungen miteinander verknüpft:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= D \Delta \Phi + (k_{\infty} - 1) \Sigma_a \Phi && \text{Diffusionsgleichung,} \\ \frac{dJ}{dt} &= -\lambda J + \Phi \Sigma Y && {}^{135}\text{J-Bildung,} \\ \frac{dX}{dt} &= -\lambda' X + \Phi \Sigma Y' - \Phi \sigma X + \lambda J && {}^{135}\text{Xe-Bildung,} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\tilde{\kappa} = -\frac{\tilde{X} \sigma}{\Sigma_a} + \frac{\tilde{\Phi}}{\Phi_0} \tau. \quad (3)$$

Dabei ist D die Diffusionskonstante, Σ_a der makroskopische Absorptionsquerschnitt im Reaktor, λ und λ' sind die Zerfallskonstanten, Y und Y' die Spaltausbeuten für ${}^{135}\text{J}$ bzw. ${}^{135}\text{Xe}$; σ ist der Absorptionsquerschnitt von ${}^{135}\text{Xe}$, Σ der makroskopische Spaltquerschnitt von ${}^{235}\text{U}$ (numerische Werte s. Abschn. 7).

In der Gleichung für $\tilde{\kappa}$ bedeutet das erste Glied den Einfluß der Xenonvergiftung auf k_{∞} . Man erhält es, indem man den thermischen Ausnutzungsfaktor in $k_{\infty} = \epsilon p \eta f = 1$ nach Störungen von Σ_a entwickelt.

Das zweite Glied berücksichtigt die Abhängigkeit des Multiplikationsfaktors von der Leistungsschwankung. Bei konstantem Kühlmitteldurchfluß ist τ in erster Näherung proportional dem Temperaturkoeffizienten von k_{∞} .

In den Gleichungen (2) sind die ${}^{135}\text{J}$ -Bildung aus ${}^{135}\text{Te}$ (Halbwertszeit 1 min) sowie der Einfluß der verzögerten Neutronen nicht berücksichtigt worden, da diese kurzen Halbwertszeiten gegenüber denen von ${}^{135}\text{J}$ und ${}^{135}\text{Xe}$ zu vernachlässigen sind.

Die Halbwertszeit der Neutronen selbst (13 min) ist an sich nicht zu vernachlässigen. In der Diffusionsgleichung (2) würde ein Glied $-\lambda_n \frac{\Phi}{v}$ hinzukommen, und es ist dann $k_{\infty} = 1 + \tilde{\kappa}(r, t) + \frac{\lambda_n}{\Sigma_a v}$, so daß sich beide hinzugekommenen Glieder wieder wegheben. Nur aus diesem Grunde können sie von vornherein weggelassen werden.

Weiterhin wurde in (3) der Neutroneneinfang in den übrigen Spaltprodukten gegenüber dem im ${}^{135}\text{Xe}$ vernachlässigt.

Mit den Ansätzen (1) erhält man aus (2) für die stationären Anteile:

$$\left. \begin{aligned} J_0 &= \frac{\Phi_0 \Sigma Y}{\lambda}, \\ X_0 &= \frac{\Phi_0 \Sigma (Y + Y')}{\lambda' + \Phi_0 \sigma}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

und für die Störglieder

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} = D \Delta \tilde{\Phi} - \tilde{X} \sigma \Phi_0 + \Sigma_a \tilde{\Phi} \tau, \quad (5)$$

$$\frac{d\tilde{J}}{dt} = -\lambda \tilde{J} + \tilde{\Phi} \Sigma Y, \quad (6)$$

$$\frac{d\tilde{X}}{dt} = -\lambda' \tilde{X} + \tilde{\Phi} \Sigma Y' - \Phi_0 \sigma \tilde{X} - \tilde{\Phi} \sigma X_0 + \lambda \tilde{J}. \quad (7)$$

Dabei wurden die Produkte zweier Störglieder:

$$\tilde{\kappa} \Sigma_a \tilde{\Phi} \text{ in (5) und } \tilde{\Phi} \sigma \tilde{X} \text{ in (7)}$$

weggelassen.

Dieses System linearer Differentialgleichungen kann durch folgende Ansätze gelöst werden:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Phi} &= \varphi R(r) e^{i\omega t}, \\ \tilde{J} &= j R(r) e^{i(\omega t - \gamma)}, \\ \tilde{X} &= x R(r) e^{i(\omega t - \delta)}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Dabei ist ω im allgemeinen komplex: $\omega = \omega_1 + i\omega_2$, d. h., die Wellen klingen ab oder schaukeln sich auf.

Die Jod- bzw. Xenondichteschwankung eilt der Flußschwankung um den Phasenwinkel γ bzw. δ nach.

Die Ortsabhängigkeit ist in allen Fällen gleich $R(r)$, da die Diffusion der Spaltprodukte im festen Brennstoff gegenüber der Diffusion der Neutronen zu vernachlässigen ist. Im Falle eines bewegten Brennstoffs sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter.

Mit den Ansätzen (8) erhält man aus (5) und (7), indem man \tilde{J} mit Hilfe von (6) eliminiert:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Phi} \left(i\omega - Dv \frac{\Delta R(r)}{R(r)} - \Sigma_a v \tau \right) &= -\tilde{X} \sigma \Phi_0 v, \\ \tilde{X} (i\omega + \lambda' + \Phi_0 \sigma) &= \\ &= \tilde{\Phi} \left(\Sigma Y' + \frac{\Sigma Y}{1 + i\frac{\omega}{\lambda}} - \Sigma (Y + Y') \frac{\Phi_0 \sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma} \right). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Führt man an Stelle der Schwankung des Neutronenflusses die der Neutronendichte $\tilde{N} = \frac{\tilde{\Phi}}{v} = n R(r) e^{i\omega t}$ sowie einige Abkürzungen ein:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\sigma \Phi_0 v \Sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma + i\omega} \left((Y + Y') \frac{\Phi_0 \sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma} - Y' - \frac{Y}{1 + i\frac{\omega}{\lambda}} \right), \\ B &= \Sigma_a v \tau, \\ C &= -Dv \frac{\Delta R(r)}{R(r)}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

so folgt aus (9) die wichtige Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} (i\omega + C - B) &= A(\omega, \Phi_0) = \\ &= -\frac{\tilde{X}}{\tilde{N}} \sigma \Phi_0 = -\frac{x}{n} \sigma \Phi_0 e^{-i\delta}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Für reelles ω , d. h. für den Grenzfall ungedämpfter Wellen, erhält man, C und B ebenfalls als reell vorausgesetzt:

$$\omega = \Im m A, \quad (12)$$

$$C - B = \Re e A, \quad (13)$$

$$\frac{x}{n} = \frac{|A|}{\sigma \Phi_0}, \quad (14)$$

$$\delta = \pi - \arg A. \quad (15)$$

Durch diese vier Beziehungen ist das Verhalten der ungedämpften Welle vollständig beschrieben.

Wählt man in A den mittleren Neutronenfluß Φ_0 als unabhängige Variable, Σ als Parameter, alle übrigen Größen als konstant, so kann aus (12) ω in Abhängigkeit von Φ_0 bestimmt werden. ω ist die Lösung einer bi-quadratischen Gleichung; es interessieren hier nur die beiden reellen Lösungen:

$$\omega = \pm \sqrt{F(\Phi_0, \Sigma)}$$

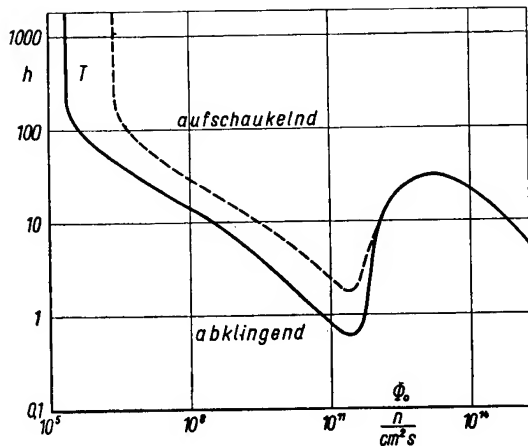


Abb. 1. Schwingungszeit $T = \frac{2\pi}{\Im m A}$

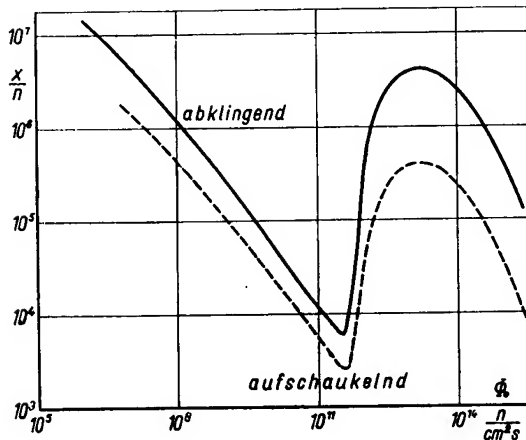


Abb. 3. Amplitudenverhältnis $\frac{x}{n} = \frac{|A|}{\Phi_0 \sigma}$ der Xenondichteschwankung zur Neutronendichteschwankung

In Abb. 1—4 sind alle Größen, die das Verhalten der ungedämpften Welle ($\omega_2 = 0$) beschreiben, in Abhängigkeit vom mittleren Neutronenfluß Φ_0 für zwei verschiedene ^{235}U -Konzentrationen dargestellt

Makroskop. Spaltquerschnitt — — — $\Sigma = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ — — — $\Sigma = 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$

Die Bezeichnungen „abklingend“ bzw. „aufschaukelnd“ beziehen sich auf das Verhalten der Welle bei Änderung der betreffenden Größe

mit $F > 0$. Das ist der Fall für

$$\Phi_0 > \frac{(\lambda \lambda')^2}{(Y \lambda \lambda' + (Y + Y') \lambda^2) \sigma v \Sigma} \sim \frac{1}{\Sigma}. \quad (16)$$

Ist der mittlere Neutronenfluß kleiner als in (16) gefordert, so können keine ungedämpften Wellen auftreten. Mit dem gefundenen ω erhält man A als Funktion von Φ_0 mit Σ als Parameter und damit aus (13)—(15) die durch C festgelegte Ortsabhängigkeit der Welle sowie das Amplitudenverhältnis und die Phasenverschiebung zwischen Neutronen- und Xenondichteschwankung in Abhängigkeit von Φ_0 .

In den Abbildungen 1—4 sind diese Funktionen dargestellt. An die Kurven, die für den Grenzfall der ungedämpften Welle gelten, schließen sich nach beiden Seiten Gebiete an, wo die Welle abklingt oder wo sie sich aufschaukelt. Im ersten Fall kann man das Verhalten des Reaktors als stabil, im zweiten als instabil bezeichnen.

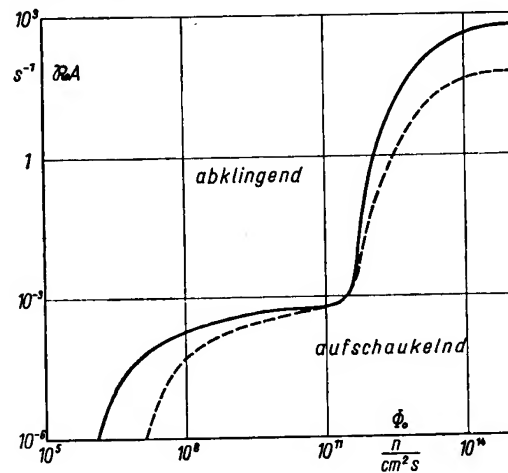


Abb. 2. $\Re e A = C - B$

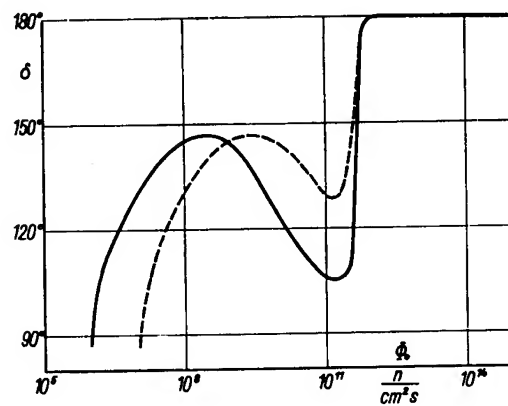


Abb. 4. Phasenverschiebung $\delta = \pi - \arg(A)$ zwischen Neutronen- und Xenondichteschwankung

Für

$$\Phi_0 \approx \frac{(\lambda' + \lambda) \lambda' \lambda}{(\lambda Y - \lambda' Y') \sigma v \Sigma} \sim \frac{1}{\Sigma'}$$

wird $\operatorname{Re} A = 0$, $\delta = 90^\circ$.

Für $\Phi_0 > 10^{12}$ n/cm² s hängen T bzw. ω und δ nur noch in verschwindendem Maße von Σ' ab, δ ist nur sehr wenig kleiner als 180° .

Ganz allgemein besteht für die ungedämpfte Welle zwischen $\omega = \operatorname{Im} A$ und $\operatorname{Re} A$ folgender Zusammenhang:

$$(\omega^2 + \lambda^2) (\operatorname{Re} A + \lambda' + \Phi_0 \sigma) = \Phi_0 \sigma v \Sigma Y \lambda.$$

In den Abbildungen 1—4 wurde die Abhängigkeit der einzelnen Größen nur für praktisch vorkommende Φ_0 -Werte dargestellt. Für sehr große Werte ($\Phi_0 \rightarrow \infty$) nehmen die Größen folgende Grenzwerte an:

$$\begin{aligned} \omega &\rightarrow \sqrt{\Sigma Y v \lambda} & (T \rightarrow 47,5 \text{ s}), \\ \operatorname{Re} A &\rightarrow \Sigma Y v & (= 6,1 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}), \\ \frac{x}{n} &\rightarrow 0, \\ \operatorname{tg} \delta &\rightarrow -\sqrt{\frac{\lambda}{\Sigma Y v}} & (= -2,16 \cdot 10^{-4}). \end{aligned}$$

(Die eingeklammerten Zahlenwerte für $\Sigma = 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.)

Der qualitative Verlauf der Kurven in den Abbildungen 1—4 sowie die Bedeutung der eben durchgeführten formalen Rechnung sollen im folgenden Abschnitt näher untersucht werden.

3. Qualitative Diskussion

Schreibt man die Gleichung (11) in der Form

$$i\omega = A + B - C$$

oder

$$\frac{d\tilde{N}}{dt} = i\omega \tilde{N} = -\Phi_0 \sigma \tilde{X} + B\tilde{N} - C\tilde{N}, \quad (17)$$

so steht links die Änderung der Neutronendichte in einem Volumenelement, rechts die Summe aller Neutronenquellen und -senken. $\frac{d\tilde{N}}{dt}$ ist der Frequenz und der Neutronendichte¹⁾ proportional und eilt letzterer um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus.

Die Neutronenquellen und -senken setzen sich aus drei Anteilen zusammen, die in Abb. 5 durch Vektoren dargestellt worden sind.

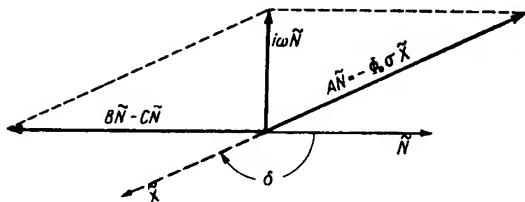


Abb. 5. Vektordiagramm für die Neutronenquellen

Der Vektor für die Xenondichteschwankung ist um einige Zehnerpotenzen verkleinert gezeichnet, siehe Abb. 3

Ein Anteil ist der Xenondichte¹⁾ proportional und mit ihr in Gegenphase ($-\Phi_0 \sigma \tilde{X} = A\tilde{N}$). Dieser Anteil erfaßt

¹⁾ Gemeint ist hier immer nur die Schwankung.

den Neutroneneinfang im Xenon und stellt damit eine Senke für Neutronen dar, die der Neutronendichte um den Winkel δ in der Phase nachläuft.

Die beiden übrigen Anteile $B\tilde{N}$ und $-C\tilde{N}$ sind der Neutronendichte proportional und mit ihr in Phase bzw. Gegenphase. Sie erfassen die Änderung der Neutronendichte durch den Einfluß auf k_∞ und durch Diffusion.

Je nachdem, ob $B > 0$ oder $B < 0$ ist, stellt $B\tilde{N}$ eine Quelle oder Senke dar.

Im Falle $B < 0$, der im allgemeinen für Reaktoren gewünscht wird, kann man $|B|$ direkt als „Zerfallskonstante“ für Neutronen ansehen. Die wirkliche Zerfallskonstante der Neutronen geht nicht in die Rechnung ein (s. oben).

Es wird angenommen, daß B reell ist, d. h., daß der Reaktor so gekühlt wird, daß keine wesentliche Verzögerung der Schwankung von k_∞ gegenüber \tilde{N} auftritt.

Spaltet man die Gleichung (11) in Real- und Imaginärteil auf, so ergibt der Imaginärteil (12) eine Bestimmungsgleichung für die Frequenz, der Realteil eine für das räumliche Verhalten der ungedämpften Welle (13).

Für einen bestimmten mittleren Neutronenfluß gibt es genau eine Frequenz, bei der die Welle ungedämpft ist.

B bzw. τ , C und die Diffusionskonstante D haben auf diese Frequenz keinen Einfluß, sie bestimmen nur das räumliche Verhalten der Welle (Wellenlänge).

Es können nur für $C = \operatorname{Re} A + B > 0$ ungedämpfte Wellen auftreten. Daraus folgt im allgemeinen eine untere Grenze für Φ_0 , die noch über der von (16) liegt.

Negative Werte von B erhöhen die Stabilität des Reaktors. Für $B < -\Sigma Y v$ können überhaupt keine Schwingungen im Reaktor auftreten; dann sind die Neutronensenken zu jeder Zeit größer als die Quellen.

Die Gleichung (12), welche für die Frequenz der Welle bestimmend ist, hat folgenden Inhalt.

Damit der Schwingungsvorgang bei einer bestimmten Frequenz ω ohne Dämpfung verlaufen kann, wird eine bestimmte Änderung der Neutronendichte benötigt, die proportional ω ist und der Neutronendichte um $\frac{\pi}{2}$ vorausleitet.

Diese benötigte Änderung der Neutronendichte kann nur durch die Senke geliefert werden, die vom Xenon verursacht wird, da die anderen Neutronenquellen und -senken keine geeignete Komponente besitzen.

Ist die vom Xenon hervorgerufene Änderung der Neutronendichte größer als die benötigte, so schaukelt sich die Schwingung auf, ist sie kleiner, so klingt sie ab.

In Abb. 6 ist das Verhältnis

$$\frac{\Im m A}{\omega} = \frac{\Phi_0 \sigma}{(\lambda' + \Phi_0 \sigma)^2 + \omega^2} \times$$

$$\times \left(v \Sigma Y' + v \Sigma Y \frac{\lambda^2 + \lambda(\lambda' + \Phi_0 \sigma)}{\lambda^2 + \omega^2} - \right. \quad (18)$$

$$\left. - v \Sigma(Y + Y') \frac{\Phi_0 \sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma} \right) =$$

$$= \frac{\text{gelieferte}}{\text{benötigte}} \text{ Änderung der Neutronendichte}$$

in Abhängigkeit von ω für verschiedene Werte von Φ_0 dargestellt. Für die ungedämpfte Welle muß dieses Verhältnis gleich Eins sein.

Mit zunehmendem ω nimmt das Verhältnis monoton ab. Die Aufteilung der Gebiete in Abb. 1 in eins, wo sich

Zwei Komponenten sind der Xenondichte proportional:

- (d) $\lambda' \tilde{X}$ Zerfall des Xenons,
 (e) $\Phi_0 \sigma \tilde{X}$ Ausbrand der Xenon-schwankung durch Φ_0 .

Diese liefern Beiträge für den Nenner.

Der Faktor $\Phi_0 \sigma$ bringt die Proportionalität von Xenondichte und Neutronensenken zum Ausdruck.

Für $\Phi_0 < 10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ ist $\Phi_0 \sigma \ll \lambda'$; es dominiert der Prozeß (a). Für die ungedämpfte Welle ist dann genähert

$$\omega^2 \approx \Phi_0 \sigma v \Sigma Y' \quad (\text{für } \omega^2 \gg \lambda'^2), \quad (19)$$

$$T \sim \frac{1}{\sqrt{\Phi_0 \Sigma}} \quad (\text{s. Abb. 1}).$$

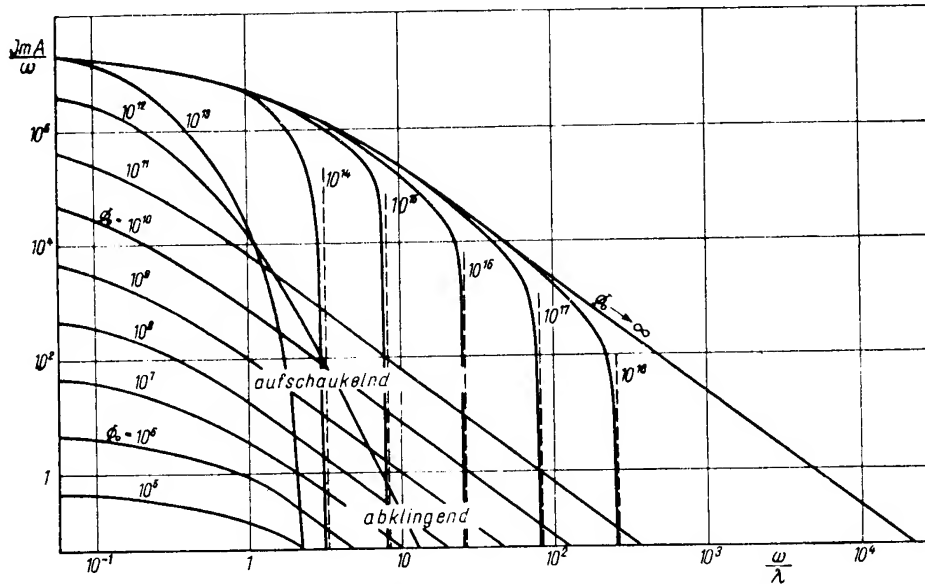


Abb. 6. Verhältnis der von der Xenondichteschwankung verursachten Änderung der Neutronendichte zu der für eine ungedämpfte Welle benötigten Änderung der Neutronendichte in Abhängigkeit von der Frequenz, mit Φ_0 als Parameter

$\lambda = \text{const} = \text{Zerfallskonstante von } {}^{135}\text{I}$

die Welle aufschaukelt (T zu groß), und eins, wo sie abklingt (T zu klein), wird damit verständlich.

Um den Kurvenverlauf für verschiedene Φ_0 verstehen zu können, muß man den Einfluß der Xenonbildung auf (18) untersuchen.

Die Xenonquellen und -senken setzen sich aus fünf Komponenten zusammen [s. Gleichung (9)]. Davon sind drei der Neutronendichte proportional:

- (a) $v \Sigma Y' \tilde{N}$ Direktbildung von Xenon,
 (b) $v \Sigma Y \tilde{N} \frac{1}{1 + i \frac{\omega}{\lambda}}$ Bildung von Xenon über Jod,
 (c) $v \Sigma(Y + Y') \tilde{N} \frac{\Phi_0 \sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma}$ Ausbrand des stationären Xenons durch $\tilde{\Phi}$.

Diese liefern Beiträge für den Zähler in (18).

Betrachtet man den Prozeß der Xenonbildung in Analogie zur Wirkung der Rückstellkraft bei einer elastischen Schwingung, so wird verständlich, daß ω^2 proportional der Xenonquellstärke ($\sim v \Sigma Y'$) ist. Der Faktor $\Phi_0 \sigma$ kennzeichnet die „Wirksamkeit“ des gebildeten Xenons.

Für $\Phi_0 > 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ gewinnt die Komponente (c) an Bedeutung. Sie stellt eine Senke dar und darf nicht das Übergewicht bekommen. Der gesamte Ausdruck (18) darf nicht negativ werden, δ muß kleiner als 180° bleiben; das bedeutet, die Quellen müssen ebenfalls mit Φ_0 zunehmen.

(a) ist konstant, also muß (b) die Senke kompensieren. Daraus folgt, daß ω^2 nicht mehr wie bisher mit Φ_0 zunehmen kann, sondern mit wachsendem Φ_0 abnimmt.

Die Abhängigkeit der Frequenz von Φ_0 wird jetzt im wesentlichen durch den „Wettlauf“ zwischen Quelle (b) und Senke (c) bestimmt.

In erster Näherung wird der Klammerausdruck in (18) gleich Null, δ ist nahezu 180° , die Größe von Σ spielt nur noch eine untergeordnete Rolle.

Unter Vernachlässigung von Y' erhält man

$$\Sigma Y \left(\frac{\lambda^2 + \lambda(\lambda' + \Phi_0 \sigma)}{\lambda^2 + \omega^2} - \frac{\Phi_0 \sigma}{\lambda' + \Phi_0 \sigma} \right) \approx 0; \quad (20)$$

daraus folgt:

$$\omega^2 \approx \frac{\lambda'(\lambda^2 + \lambda\lambda')}{\Phi_0 \sigma} + \lambda \Phi_0 \sigma + 2\lambda\lambda'. \quad (21)$$

ω^2 setzt sich aus drei Anteilen zusammen. Einer ist $\sim \frac{1}{\Phi_0}$, einer ist $\sim \Phi_0$, der dritte ist konstant.

Für $\Phi_0 \sigma < \lambda'$ ($\Phi_0 < 10^{13}$ n/cm² s) überwiegt der erste Anteil, ω^2 nimmt mit wachsendem Φ_0 ab.

Für $\Phi_0 \sigma \gg \lambda'$ ($\Phi_0 > 10^{14}$ n/cm² s) überwiegt der zweite Anteil, dann nimmt ω^2 wieder zu, und es ist

$$\omega^2 \approx \Phi_0 \sigma \lambda, \quad T \sim \frac{1}{\sqrt{\Phi_0}}. \quad (22)$$

Dazwischen hat ω^2 ein Minimum, und zwar an der Stelle, wo die beiden veränderlichen Anteile gleich sind:

$$\frac{\lambda'(\lambda^2 + \lambda\lambda')}{\Phi_0 \sigma} = \lambda \Phi_0 \sigma;$$

daraus folgt

$$\Phi_{0\min} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\lambda'(\lambda + \lambda')} = 1,8 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}.$$

Dann ist

$$\omega_{\min}^2 = 2\lambda(\Phi_{0\min} \sigma + \lambda'),$$

$$T_{\max} = 31,6 \text{ h}.$$

In diesem Gebiet ist ω^2 in erster Näherung unabhängig von Σ , d. h. von der ²³⁵U-Konzentration im Reaktor.

Für alle thermischen Reaktoren ist also die Abhängigkeit der Schwingungszeit der ungedämpften Welle vom mittleren Neutronenfluß nahezu gleich, falls dieser größer als 10^{12} n/cm² s ist.

Das wird erst dann anders, wenn Φ_0 so groß geworden ist, daß nur noch die Prozesse (b) und (e) eine Rolle spielen. Dann wird das über Jod gebildete Xenon sofort nach seiner Entstehung ausgebrannt, ω^2 ist dann nur durch die Jodquellstärke ($\sim v\Sigma Y$) und durch den Jodzerfall (λ) bestimmt:

$$\omega^2 \approx v\Sigma Y \lambda.$$

Dies würde für $\Phi_0 > 10^{21}$ n/cm² s eintreten. Für die Praxis ist es ohne Bedeutung.

4. Die Ortsabhängigkeit der Welle

Bei der Lösung des Systems linearer Differentialgleichungen (5)–(7) durch die Ansätze (8) konnte die Ortsabhängigkeit $R(r)$ absepariert werden.

$R(r)$ genügt der Wellengleichung

$$\Delta R + \frac{C}{Dv} R = 0 \quad (23)$$

[s. Gleichung (10)].

Aus der Vielzahl der möglichen Lösungen seien hier nur einige herausgegriffen. Die einfachste in kartesischen Koordinaten ist

$$R(z) = e^{\pm i \sqrt{\frac{C}{Dv}} z};$$

mit den beiden reellen Lösungen von ω erhält man daraus eine stehende oder eine fortschreitende Welle:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Phi}(r, t) &= \varphi \sin \frac{2\pi z}{L} \sin \omega t, \\ \tilde{\Phi}(r, t) &= \varphi \sin \left(\frac{2\pi z}{L} - \omega t \right) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

mit der Wellenlänge L :

$$L = 2\pi \sqrt{\frac{Dv}{C}} = 2\pi \sqrt{\frac{Dv}{\Re A + B}}. \quad (25)$$

Sieht man von räumlicher Dämpfung ab, so interessieren nur positive, reelle C .

Für $B = -\Re A$ wird L unendlich, dann schwankt der Neutronenfluß im gesamten Reaktor gleichmäßig um einen Mittelwert. Diesen Grenzfall erhält man in der gewöhnlichen Reaktordynamik, wo mit einem ortsunabhängigen Multiplikationsfaktor gerechnet wird.

In Zylinderkoordinaten (r, φ', z) erhält man als Lösung von (23)

$$R_{k,m} = e^{\pm i(kz + m\varphi')} J_m \left(r \sqrt{\frac{C}{Dv} - k^2} \right)$$

und damit z. B. stehende oder um die z -Achse „rotierende“ Wellen

$$\tilde{\Phi}(r, t) = \varphi J_m \left(r \sqrt{\frac{C}{Dv}} \right) \begin{cases} \sin m\varphi' \sin \omega t, \\ \sin(m\varphi' - \omega t). \end{cases}$$

Die einfachste Lösung in Kugelkoordinaten ist

$$R = \frac{r_0}{r} e^{\pm i \sqrt{\frac{C}{Dv}} r};$$

damit erhält man z. B. die Kugelwellen

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Phi}(r, t) &= \varphi \frac{r_0}{r} \sin \frac{2\pi r}{L} \sin \omega t, \\ \tilde{\Phi}(r, t) &= \varphi \frac{r_0}{r} \sin \left(\frac{2\pi r}{L} - \omega t \right) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

mit der gleichen Wellenlänge L wie bei der ebenen Welle.

Die Amplitude nimmt mit $\frac{1}{r}$ ab, daher können diese Wellen ohne weiteres auch in einem endlichen Reaktor angeregt werden.

Für die Anregung ist eine punktförmige Neutronenquelle der Stärke q an der Stelle $r=0$ erforderlich:

$$q = \lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 (-D \text{grad } \tilde{\Phi})$$

und mit (26)

$$q = -4\pi D \varphi r_0 \sin \omega t.$$

Das ist eine periodisch schwankende Quell-Senke, die man verhältnismäßig einfach technisch realisieren kann.

Die Wellenlänge für die ungedämpfte ebene Welle (24) und für die Kugelwelle (26) ist in Abb. 7 in Abhängigkeit von Φ_0 für einige typische Reaktordaten dargestellt. Für die Praxis ist besonders der Bereich $\Phi_0 > 10^{13}$ n/cm² s von Bedeutung, da hier die Wellenlängen in der Größenordnung üblicher Reaktordimensionen liegen.

Je kleiner B ist, desto höher liegt der Schwellwert für Φ_0 , oberhalb dessen ungedämpfte oder sich aufschaukelnde Wellen auftreten können.

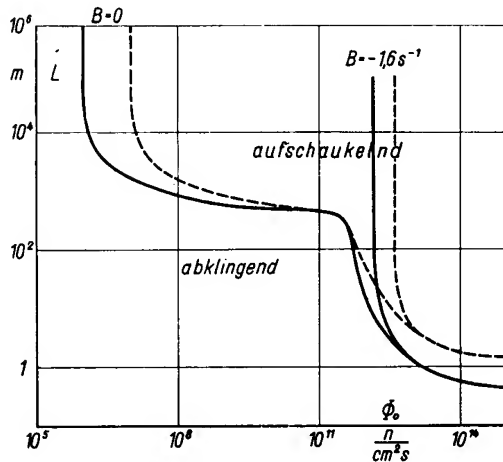


Abb. 7. Wellenlänge für die ungedämpfte ebene oder Kugelwelle in Abhängigkeit vom mittl. Neutronenfluß

$B=0$ (kein Einfluß der Leistungsschwankung auf k_∞)
 $B=-1,6$ (Zunahme der Leistung verringert k_∞)

Speziell gewählte Werte:

$D=0,1$ cm; $\tau=0$ bzw. -10^{-4} ;
 $v=3,15 \cdot 10^5$ cm/s; $\Sigma_a=0,05$ cm $^{-1}$;
 --- $\Sigma=3,4 \cdot 10^{-3}$ cm $^{-1}$;
 — $\Sigma=3,4 \cdot 10^{-2}$ cm $^{-1}$

In Abb. 8 ist die Phasengeschwindigkeit $w = \frac{L}{T}$ für die ungedämpfte fortschreitende ebene oder Kugelwelle dargestellt. Die Berechnungsdaten sind die gleichen wie bei Abb. 7.

5. Stabilitätsuntersuchungen

Von besonderem Interesse für die Reaktorkontrolle ist es, ob und unter welchen Umständen sich derartige Wellen aus kleinsten Störungen zu großen Amplituden aufschaukeln können.

Qualitativ ist das Verhalten der Wellen schon an den Abbildungen 1—4 zu erkennen.

Abweichungen von den Werten für die ungedämpfte Welle in der Kurvenschar in Richtung abnehmender Werte des Parameters Σ führt zur Aufschaukelung der Welle.

Das ist auch verständlich, denn das Aufschaukeln erfolgt, weil für die betreffende Welle die ^{235}U -Konzentration zu groß ist und weil deshalb die Xenonbildung zu rasch und zu stark erfolgt. Damit die Welle sich nicht aufschauelt, wäre ein kleineres Σ erforderlich.

Um das Verhalten der Wellen quantitativ zu erfassen, muß man von der Gleichung (11) ausgehen, die allgemein für komplexes ω gilt. Man erhält hieraus:

$$dC = \frac{\partial A}{\partial \Phi_0} d\Phi_0 + \frac{\partial A}{\partial \omega} d\omega - i d\omega. \quad (27)$$

Diese Beziehung muß bei Abänderung irgendeiner Größe immer erfüllt bleiben, d. h., es ändern sich die übrigen Größen ebenfalls.

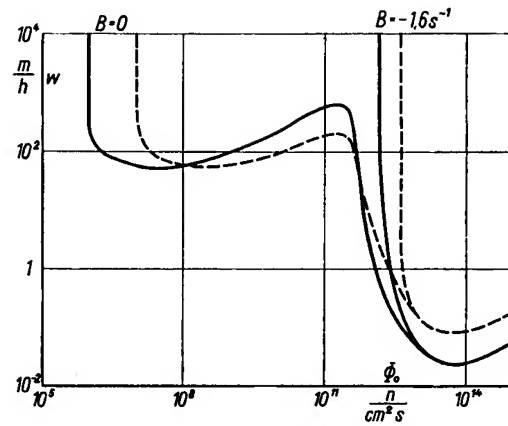


Abb. 8. Phasengeschwindigkeit der fortschreitenden ungedämpften ebenen oder Kugelwelle

Berechnungsdaten wie bei Abb. 7

Für den Fall einer stehenden Welle ist C konstant; dann ist

$$\Delta\omega = \left(\frac{\frac{\partial A}{\partial \Phi_0}}{i - \frac{\partial A}{\partial \omega}} \right) \Delta\Phi_0 = \Delta\omega_1 + i\omega_2. \quad (28)$$

Hieraus folgt für eine bestimmte Änderung des mittleren Neutronenflusses $\Delta\Phi_0$ die relative Änderung der Schwingungszeit

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\operatorname{Re} \left(\frac{\frac{\partial A}{\partial \Phi_0}}{i - \frac{\partial A}{\partial \omega}} \right) \frac{\Phi_0}{\omega} \cdot \frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0} = \alpha \frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0}. \quad (29)$$

Für $\Phi_0 = 10^6 - 10^{15}$ n/cm 2 s schwankt α zwischen $-0,25$ und $-0,5$.

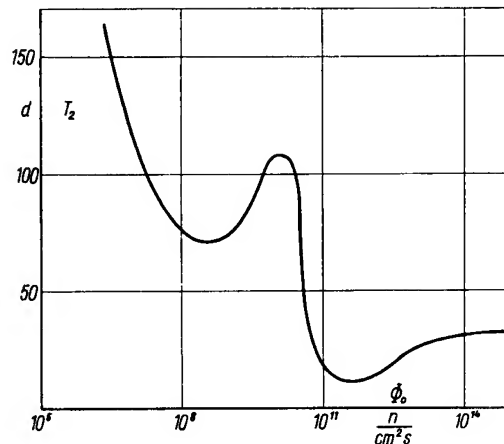


Abb. 9. Dämpfungszeit $T_2 = \frac{1}{\omega_2}$ bei Abnahme des mittl. Neutronenflusses Φ_0 um 1% für eine stehende Welle bei konstanter Wellenlänge

Zunahme ruft Aufschaukelung hervor

Bei Abnahme des Neutronenflusses klingt die Welle ab. Die Abklingzeit beträgt

$$T_2 = \frac{1}{\omega_2} = \frac{\Phi_0}{\Im \left(\frac{\frac{\partial A}{\partial \Phi_0}}{i - \frac{\partial A}{\partial \omega}} \right) \cdot \frac{\Delta \Phi_0}{\Phi_0}}. \quad (30)$$

In Abb. 9 ist T_2 für $\frac{\Delta \Phi_0}{\Phi_0} = -1\%$ in Abhängigkeit von Φ_0 dargestellt (Berechnungsdaten wie bei Abb. 7).

In der gleichen Weise kann man für konstantes Φ_0 die Änderung von ω bei Änderung von C bzw. L untersuchen und umgekehrt.

6. Zusammenfassung

In einem genügend großen thermischen Reaktor kann sich dem mittleren Neutronenfluß eine Schwankung in Form einer stehenden oder fortschreitenden Welle überlagern. Diese Welle ist gekoppelt mit einer gleichartigen Welle der ^{135}Xe -Dichte.

Die Phasendifferenz zwischen beiden Wellen, das Amplitudenverhältnis sowie die Schwingungszeit und die Wellenlänge hängen in eindeutiger Weise vom mittleren Neutronenfluß und von den Reaktorkonstanten als Parameter ab. Diese Abhängigkeit wurde für typische Werte berechnet und qualitativ diskutiert.

Die Rechnung beschränkt sich auf Wellen mit kleinen Amplituden. Ohne diese Einschränkung erhält man nicht-lineare Differentialgleichungen. Die Zeit- und Ortsabhängigkeit lassen sich dann nicht mehr in Form einer einfachen harmonischen Welle darstellen.

Von besonderem, praktischem Interesse ist das Gebiet hoher Leistungsdichte. Hier liegen die Wellenlängen in der Größenordnung von dm bis m, also im Gebiet üblicher Reaktorabmessungen. Sie sind jedoch größer als der in heterogenen Reaktoren auftretende Gitterschritt, so daß man diese hier als homogen betrachten kann.

Neben dem Grenzfall ungedämpfter Wellen können die Wellen abklingen oder sich aufschaukeln; letzteres tritt um so leichter ein, je größer der mittlere Neutronenfluß und je größer die ^{235}U -Konzentration im Reaktor sind, um so schwerer, wenn die relative Änderung von k_∞ bei Änderung des mittleren Neutronenflusses negativ ist.

Für $\Phi_0 > 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ hängt die Schwingungszeit der ungedämpften Welle in erster Näherung nicht mehr vom Reaktortyp, sondern nur noch von Φ_0 und von der Arbeitstemperatur des Reaktors ab. Die Reaktorkonstanten haben dann nur Einfluß auf die Wellenlänge.

Derartige Wellen können in genügend großen Leistungsreaktoren lokale Überhitzungen hervorrufen und die Reaktorregelung gefährden.

Im allgemeinen wird man beim Entwurf von großen Leistungsreaktoren darauf achten müssen, durch geeignete Anordnung der Regelstäbe von vornherein die Anregung derartiger Wellen zu verhindern.

Weiterhin kann man mit Hilfe dieser Wellen dynamische Messungen von Reaktorkonstanten und der direkten Spaltausbeute von ^{135}Xe durchführen. Hierfür eignet sich besonders die Kugelwelle (26), die leicht angeregt werden kann.

Dem Leiter des Wissenschaftlich-Technischen Büros für Reaktorbau, Herrn Prof. Dr. M. STEENBECK, sowie Herrn Dr. G. HELMIS dankt der Verfasser für das fördernde Interesse an dieser Arbeit sowie für viele wichtige Diskussionen.

7. Bezeichnungen und numerische Daten

Die in die Rechnung eingehenden Größen sind teilweise Kernkonstanten, teilweise hängen sie von der effektiven Neutronentemperatur T_e im Reaktor ab; für diese wurde $T_e = 600^\circ \text{ K}$ gewählt. Für alle übrigen frei wählbaren Größen wurden typische Zahlenwerte benutzt, diese sind in Klammern beigefügt worden.

$\Phi_0, \tilde{\Phi}, \varphi$	mittl. therm. Neutronenfluß und Schwankung,
J_0, \tilde{J}, j	mittl. ^{135}J -Dichte und Schwankung,
X_0, \tilde{X}, x	mittl. ^{135}Xe -Dichte und Schwankung,
N_0, \tilde{N}, n	mittl. Neutronendichte und Schwankung,
$k_\infty = 1 + \tilde{\kappa}$	Multiplikationsfaktor,
$\lambda = 2,87 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	Zerfallskonstante für ^{135}J ,
$\lambda' = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	Zerfallskonstante für ^{135}Xe ,
$Y = 5,7\%$	Spaltausbeute für ^{135}J ,
$Y' = 0,3\%$	Spaltausbeute für ^{135}Xe ,
$\sigma (= 1,8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2)$	therm. Absorptionsquerschnitt für ^{135}Xe [4],
$\Sigma (= 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ oder } 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1})$	makroskop. Spaltquerschnitt für ^{235}U ,
Σ_a	makroskop. Absorptionsquerschnitt im Reaktor,
$\tau (= -10^{-4})$	relative Änderung von k_∞ bei Änderung von Φ_0 ,
$v (= 3,15 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1})$	mittl. Neutronengeschwindigkeit,
$D (= 0,1 \text{ cm})$	Diffusionskonstante,
T	Schwingungszeit,
L	Wellenlänge,
$w = \frac{L}{T}$	Phasengeschwindigkeit,
δ	Phasenwinkel,
$R(r)$	Ortsabhängigkeit der Welle,
Δ	LAPLACE-Operator oder kleine Größe,
q	Quellstärke.

Alle übrigen Abkürzungen sind im Text erläutert.

Eingegangen am 15. 7. 1958

Literatur

- [1] A. G. WARD, The Problem of Flux Instability in Large Power Reactors, CRRP — 657, July 1956.
- [2] A. F. HENRY, J. D. GERMANN, Oscillations in the Power Distribution within a Reactor, Nucl. Sci. and Eng. 2, 4 (1957), S. 469/80.
- [3] D. RANDALL, D. S. ST. JOHN, Xenon Spatial Oscillations, Nucleonics 16, 3 (1958), S. 82.
- [4] S. BERNSTEIN, E. C. SMITH, The Cross-sections of the Fission Product Poison Xe^{135} as a Function of Energy, PUAE P/591, 16A, IV, S. 153/61.

Über eine mit Vorverstärkung arbeitende Zählrohr-Totzeit-Stufe

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Radioaktivität, Leipzig)

W. HERRMANN und K. RENKER

Es wird eine Anordnung beschrieben, die als Zusatzgerät zu GEIGER-MÜLLER-Zählrohrapparaturen benutzt werden kann und dabei die Möglichkeit bietet, mit vorgegebenen, künstlichen Totzeiten zu arbeiten. Das Gerät liefert scharf definierte, künstliche Totzeiten und spricht wegen des eingebauten Vorverstärkers schon auf Eingangsimpulsamplituden von 10 mV sicher an. Die künstlichen Totzeiten sind zwischen $20\mu\text{sec}$ und 20 msec in 10 Stufen einstellbar. Die Wirkungsweise des Gerätes wird beschrieben und an Hand von Beispielen demonstriert.

Die bei kernphysikalischen Messungen häufige Bestimmung hoher Zählraten erfordert entsprechende Berücksichtigung des zeitlichen Auflösungsvermögens der benutzten Meßanordnung. Während bei den früher verwendeten Zählgeräten mit mechanischem Zählwerk das zeitliche Auflösungsvermögen durch dessen Trägheit gegeben war, ist es bei den jetzt üblichen trägeitsarmen elektronischen Anordnungen, wie sie in Verbindung mit GEIGER-MÜLLER-Zählrohren benutzt werden, fast ausschließlich durch die Totzeit des benutzten Auslösezählrohres und durch dessen Erholungszeit bestimmt.

Als Totzeit eines Auslösezählrohres bezeichnet man dabei die Zeitspanne vom Beginn eines Zählrohrimpulses an, während der — trotz des Vorhandenseins ionisierender Strahlung — keine neuen Impulse auftreten. Das ist die Zeit, in der die beim Entladungsvorgang in Form eines Ionenschlauches um den Zählendraht gebildeten positiven Ionen sich so weit vom Draht entfernt haben, daß der Potentialgradient in Drahtnähe gerade noch nicht ausreichend ist, um neue Stoßionisationsprozesse zu ermöglichen. Nach Ablauf dieser Totzeit ist, wegen des steilen (exponentiellen) Potentialverlaufes, der Potentialgradient zuerst nur in nächster Nähe des Zählendrahtes groß genug, um Stoßionisation bewirken zu können. Es kann sich also zunächst nur ein sehr „dünnwandiger“ Ionenschlauch um den Zählendraht bilden, d. h., es können sich kurz nach Ablauf der Totzeit nur sehr kleine Zählrohrimpulsamplituden ergeben. Erst wenn alle Ionen an der Kathode abgeschieden sind, sind wieder Impulse der normalen Größe zu erwarten. Die Zeit vom Totzeitende bis zu dem Zeitpunkt, zu dem die normale Impulsgröße wieder erreicht wird, bezeichnet man als Erholungszeit. Aus der Betrachtung des Funktionsmechanismus von Auslösezählrohren folgt, daß Totzeit wie auch Erholungszeit von den geometrischen Daten eines Zählrohres, von Art und Druck seiner Füllung und natürlich auch von der anliegenden Spannung abhängen müssen.

Für die Betrachtung des zeitlichen Auflösungsvermögens einer Zählrohranordnung, bei der die Trägheit des elektronischen Zählgerätes außer Betracht gelassen werden kann, wäre genau genommen eine unempfindliche Zeit einzusetzen, die sich zusammensetzt aus der Totzeit

des Zählrohres und dem meist sehr kleinen Teil seiner Erholungszeit, in dem die Impulsamplitude auf einen Betrag angewachsen ist, welcher der Ansprechschwelle des Zählgerätes entspricht. Daraus folgt, daß außer der Totzeit u. U. auch die Eingangsempfindlichkeit des Zählgerätes für das zeitliche Auflösungsvermögen eine Rolle spielen kann.

Zur Bestimmung der unempfindlichen Zeit einer Zählrohranordnung, die sich bei genügend hoher Eingangsempfindlichkeit praktisch mit der Totzeit des verwendeten Zählrohres deckt, gibt es eine Reihe von Verfahren, z. B. die Zwei-Präparate-Methode [1], die direkte Bestimmung mit einem Impulsszillographen [2] und schließlich solche Methoden, bei denen mit Totzeiten verschiedener Dauer, die dem Zählrohr aufgezungen werden, dessen eigene Totzeit ermittelt wird.

Oft ist es noch zweckmäßiger, die Zählungen selbst mit einer solchen künstlichen Totzeit vorzunehmen, da diese wesentlich besser definiert sein kann als die eigene des Zählrohres, die — wie oben erwähnt — außer von anderen Faktoren vor allem von der Spannung am Zählrohr abhängt, die selbst wieder sogar eine Funktion der Zählrate sein kann. Wählt man dabei die künstliche Totzeit größer als Zählrohrtotzeit und Erholungszeit, so verliert man zwar etwas in bezug auf zeitliches Auflösungsvermögen, kann aber wegen der genau definierten und bekannten künstlichen Totzeit die Impulsverluste sehr gut berechnen und somit höhere Impulsraten genauer bestimmen. Extrem kurze unempfindliche Zeiten ($1,5\mu\text{sec}$) und damit hohe Zählraten werden erhalten, wenn man ([3], [4]) die Zählrohrspannung so kurz nach Beginn des Impulses absenkt oder umkehrt, daß die Ausbreitung der Entladung längs des Zählendrahtes unterbrochen wird. In diesem Falle erreicht man, daß die entstehende Ionenwolke, analog wie bei einem Proportionalzählrohr, nur einen Teil des Zählendrahtes abschirmt und das Zählrohr über die restliche Drahtlänge arbeitsfähig bleibt.

Wählt man die künstliche Totzeit größer als Eigentotzeit und Erholungszeit des Zählrohres, so ergibt sich der praktisch oft sehr wichtige Vorteil, daß ein eventuell vorhandener Anstieg des Zählrohrplateaus sehr vermindert wird. Es können dann nämlich Nachentladungen auf Grund von Elektronen, die durch Ionen an der Kathode ausgelöst werden, oder solche, die durch eventuell gebildete negative Ionen hervorgerufen werden, nur noch sehr selten auftreten, da ja in dem Zeitraum, in dem sie besonders häufig sind, die Zählrohrspannung unter die Einsatzspannung abgesenkt ist. Besonders bei 4π -Zählern, bei denen das zu messende Präparat in das Zählrohr eingebracht werden muß, erfordert es außer-

ordentlich sauberes und mühsames Arbeiten, um die für die Bildung solcher negativer Ionen besonders maßgebenden geringen Spuren von O_2 und H_2O bei der Neufüllung auszuschließen. Für diesen Fall besonders wurde von COHEN [5] eine Totzeitanordnung benutzt und eine entsprechende Schaltung sowie Meßergebnisse angegeben.¹⁾

Untersuchungen mit solchen Totzeitstufen, die in unserem Institut ausgeführt wurden (teils mit 4π -Zählern, wo sie durch Verbesserung des Zählrohrplateaus die Arbeit sehr vereinfachen, teils mit anderen Zählrohren, um deren Totzeit exakt zu messen oder um mit gut definierter Totzeit messen zu können), zeigten, daß die uns bekanntgewordenen Anordnungen, die sich mit leicht erhältlichen Röhren aufbauen ließen, relativ große Zählrohrimpulse erfordern. Damit sind sie für kleine Zählrohre oder bei kleinen Zählrohrwiderständen nicht

vibrator, der aus zwei Leistungsröhren $R\ddot{o}_5$ und $R\ddot{o}_6$ besteht, anstoßen. Im Ruhezustand führt dessen Röhre $R\ddot{o}_5$ Strom, und die Spannung an ihrer Anode beträgt nur etwa 16 V. Die Zählrohrkathode, die mit dieser Anode verbunden ist, hat entsprechend ein Potential von 16 V gegen Erde. Während der Dauer des Univibratorimpulses ist Röhre $R\ddot{o}_5$ gesperrt, so daß ihre Anodenspannung gleich der Speisespannung (etwa 400 V) wird. Damit erhöht sich das Potential der Zählrohrkathode um rund 380 V, d. h., die Spannung zwischen Zählrohrkathode und Zählendraht wird entsprechend abgesenkt. Die Laufzeit dieses zweiten Univibrators, welche die künstliche Totzeit bestimmt, kann durch Einschalten verschieden großer Kondensatoren in den Rückkopplungskreis der beiden Röhren mit Hilfe eines Stufenschalters S_3 willkürlich verändert werden. Bei dem

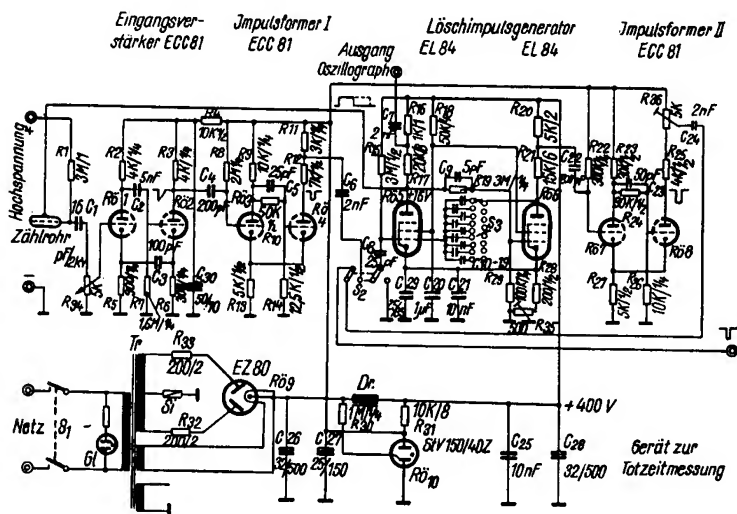


Abb. 1. Schaltschema der Anordnung

ohne weiteres brauchbar. Es wurde deshalb die durch das in Abb. 1 wiedergegebene Schema charakterisierte Anordnung entwickelt und erprobt. Sie hat zwar den Nachteil, daß dabei die Zählrohrkathode nicht auf Erdpotential liegt, hat aber den Vorteil, daß sie schon mit Zählrohrimpulsen von 10 mV an sicher arbeitet und sehr große und steil abfallende Spannungsimpulse liefert (etwa 400 V), die in jedem Falle ausreichen, die Zählrohrspannung unter die Einsatzspannung abzusenken.

Wie aus Abb. 1 ersichtlich, entspricht der Eingangsteil des Gerätes einer üblichen Zählordnung mit Eingangsverstärker und Impulsformer. Der Eingangsimpuls wird jedoch im vorliegenden Falle sehr stark differenziert. Damit wird erreicht, daß eine störende Rückkopplung des Spannungsimpulses, der die Zählrohrspannung absenkt, über die Zählrohrkapazität auf die erste Röhre vermieden wird. Der von dem Impulsformer $R\ddot{o}_3$ und $R\ddot{o}_4$ abgegebene Impuls von etwa 3 μ sec Dauer kann über einen Umschalter S_2 entweder direkt zum Unter-setzer geführt werden oder kann einen zweiten Uni-

beschriebenen Gerät wurde ein Bereich von 20 μ sec bis 20 msec gewählt und in 10 Stufen unterteilt. Die Anstiegszeit des Löschimpulses ist etwa 10 μ sec und kann bei großen Zählrohrkapazitäten noch größere Werte annehmen, während sein Abfall, der für eine genau definierte Totzeit maßgebend ist, weniger als 2 μ sec erfordert. Ein in dem Kathodenkreis von $R\ddot{o}_5$ und $R\ddot{o}_6$ liegendes Potentiometer dient zum Einstellen des Arbeitspunktes des Univibrators und wird so justiert, daß der Univibrator kurz vor dem Selbstschwingen arbeitet. Beide Univibratoren, sowohl der für die Impulsformung wie auch der Löschimpulsunivibrator sind durch Verwendung entsprechend kleiner Widerstände und Kondensatoren in den Rückkopplungskreisen so ausgelegt, daß möglichst kurzzeitig nach Abfall eines Löschimpulses ein neuer Impuls beginnen kann. Das ist eine Forderung, die eine solche Totzeitanordnung unbedingt erfüllen muß. Bei der beschriebenen Anordnung liegt diese Zeit für entsprechende Einstellung von R_{35} bei etwa 2 μ sec.

Um ohne Veränderung der Folgeapparatur mit künstlicher Totzeit und auch ohne diese messen zu können,

¹⁾ Weiteres über Abreißschaltungen vgl. auch [6].

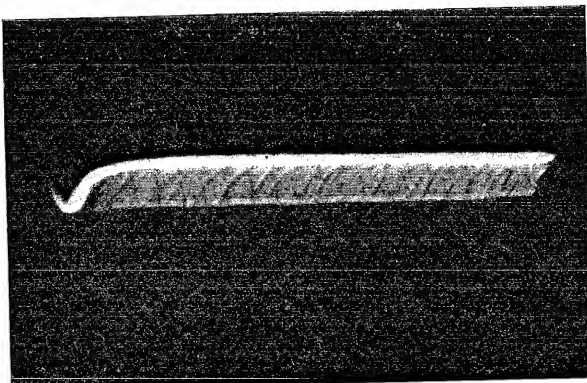


Abb. 2. Impulse direkt am Zählrohr. Gammazählrohr mit Argon-Alkohol-Füllung
Zählrohrwiderstand 1 M Ω . Totzeit ($\approx 150 \mu\text{sec}$) und Erholungszeit ($\approx 150 \mu\text{sec}$) sind deutlich zu erkennen

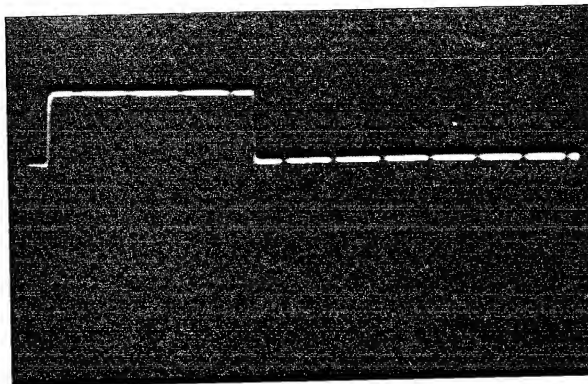


Abb. 3. Löschimpuls am Zählrohrmantel
Amplitude etwa 400 V; Dauer hier $\approx 200 \mu\text{sec}$; der steile Abfall des Löschimpulses ist gut zu sehen

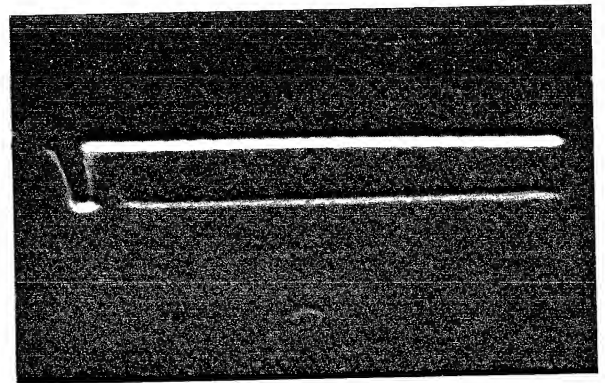


Abb. 4. Ausgangsimpulse des ersten Univibrators ($R\delta_3$, $R\delta_4$). Versuchszählrohr mit der
sehr kleinen Eigentotzeit von etwa $50 \mu\text{sec}$. Künstliche Totzeit ausgeschaltet

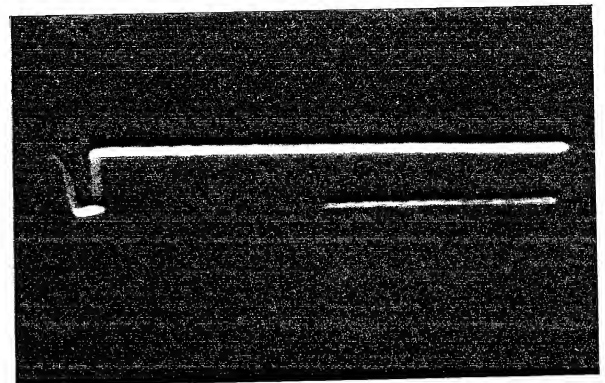


Abb. 5. Ausgangsimpulse des letzten Univibrators ($R\delta_7$, $R\delta_8$). Zählrohr wie bei Abb. 4.
Künstliche Totzeit von hier $500 \mu\text{sec}$ eingeschaltet

wurde hinter $R\ddot{o}_5$ und $R\ddot{o}_6$ ein Ausgangsunivibrator aus $R\ddot{o}_7$ und $R\ddot{o}_8$ vorgesehen, dessen Impulse auf dieselbe Form und Größe eingestellt werden können wie die des Univibrators $R\ddot{o}_3$ und $R\ddot{o}_4$. Die Folgeapparatur bekommt damit in jedem Falle gleiche Impulse, so daß ihre Ansprechempfindlichkeit in bezug auf Impulsamplitude und Impulsform nicht in die Messungen eingeht.

Die Stromversorgung der Anordnung bietet, wie Abb. 1 zeigt, keine Besonderheiten. Es ist jedoch zweck-

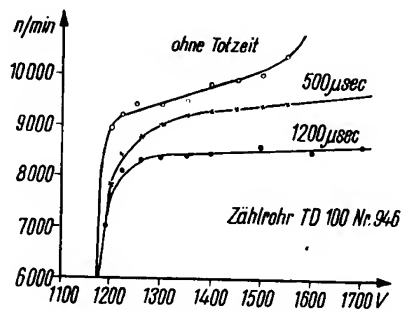


Abb. 6. Plateaus eines Gammazählrohrs mit Argon-Alkohol-Füllung ohne und mit künstlicher Totzeit. Die statistischen Fehler der einzelnen Meßpunkte konnten ihrer Kleinheit wegen nicht mit aufgetragen werden

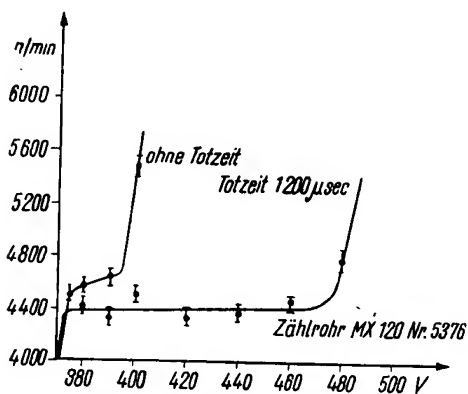


Abb. 7. Plateaus eines Halogenzählrohrs mit und ohne künstlicher Totzeit

mäßig, die Spannung für Eingangsteil und Ausgang mit einem Glimmstabilisator konstant zu halten.

Die Wirkungsweise des Gerätes mögen die folgenden Aufnahmen demonstrieren, die bei Verwendung verschiedener Zählrohre mit Hilfe eines Impulsoszillographen (I. O. G. 1 Funkwerk Dresden) aufgenommen wurden. Die erste Photographie zeigt zum Vergleich — allerdings in größerem Maßstabe — die direkt am Zählrohr eines Zählrohrs auftretenden Impulse. Die mit aufgenommenen Zeitmarken betragen in allen Fällen $50 \mu\text{sec}$.

Die Aufnahmen Abb. 4 und 5 sind im gleichen Maßstab gemacht und zeigen, daß die Ausgangsimpulse bei ein- und ausgeschalteter Totzeitstufe gleiche Amplituden und Impulsformen haben, daß also die Eingangsempfindlichkeit der Folgeapparatur keine Rolle spielt.

Die Wirkung einer solchen aufgeprägten künstlichen Totzeit auf die Plateauausbeugung von Zählrohren zeigen die Abbildungen 6, 7 und 8. Zu diesen Aufnahmen wurden, um den Einfluß der künstlichen Totzeit besonders gut sichtbar zu machen, eigens Zählrohre mit großer Plateauausbeugung benutzt.

Als letztes Beispiel ist noch die Messung der Eigentotzeit eines Zählrohrs mit der hier beschriebenen Totzeitstufe nach der von DANGUY [7] beschriebenen Methode

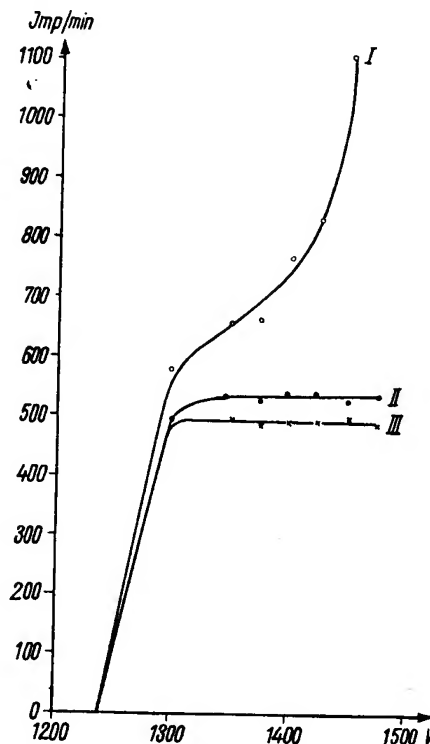


Abb. 8. Plateaus eines 4π -Zählers mit nicht sehr reiner Argon-Alkohol-Füllung ohne und mit künstlicher Totzeit. Die statistischen Fehler der Meßpunkte wurden wegen ihrer Kleinheit wieder nicht mit aufgetragen

Die Kurve I zeigt das Plateau ohne künstliche Totzeit. Kurven II und III sind die Plateaus mit aufgeprägter Totzeit 1 msec bzw. 5 msec

wiedergegeben. Das Verfahren geht davon aus, daß die wirkliche Zahl der Zählrohrimpulse N , die man für die Totzeit 0 erhalten würde, mit der gemessenen Zahl n und der Totzeit τ nach der folgenden Näherungsformel zusammenhängt:

$$N = \frac{n}{1 - n\tau}$$

Verändert man nun die Totzeit bei konstantem N , d. h. ohne Quelle, Fond und Geometrie zu ändern, so folgt, daß

$$\frac{1}{n} - \tau = \frac{1}{N}$$

konstant sein muß. Man erhält also in einer Darstellung, in der $\frac{1}{n}$ als Ordinate und τ als Abszisse aufgetragen wird, für die mit verschiedenen aufgeprägten Totzeiten gemessenen Werte Punkte, die auf einer Geraden liegen.

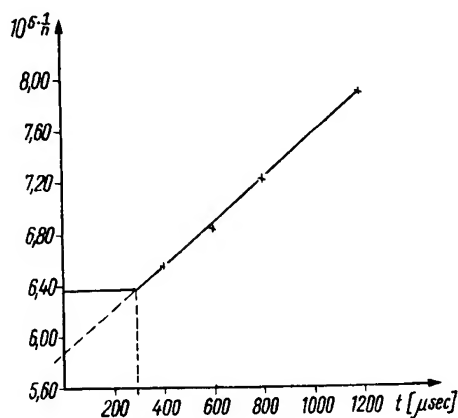


Abb. 9. Bestimmung der Zählrohtotzeit mit der Totzeitstufe
Erklärung im Text

Der Schnitt dieser Geraden mit der Ordinate ergibt das Reziproke der wirklichen Impulszahl N . Für die ohne künstliche Totzeit gemessene Impulszahl erhält man aus der Darstellung — wieder unter der meist erfüllten Voraussetzung, daß die Totzeit der Folgeapparatur zu vernachlässigen ist — die unempfindliche Zeit des Zähl-

rohres, d. h. bei genügender Eingangsempfindlichkeit der Folgeapparatur seine Totzeit. Abb. 9 zeigt an Hand von Meßwerten, daß dieses Verfahren mit dem oben beschriebenen Gerät schnell und genau durchzuführen ist.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß mehrere der beschriebenen Anordnungen in unserem Institut seit z. T. länger als 1 Jahr laufend in Betrieb sind und einwandfrei arbeiten.

Eingegangen am 27. 11. 1957

Literatur

- [1] E. BLEULER, G. J. GOLDSMITH, Experimental Nucleonics, New York 1952.
- [2] H. G. STEVER, Phys. Rev. **61** (1942), S. 38.
- [3] W. C. PORTER, Nucleonics **11**, 3 (1953), S. 32.
- [4] F. HAWLICZEK, Radioaktive Isotope in Klinik und Forschung, München-Berlin 1955, S. 10.
- [5] R. COHEN, Ann. d. Phys. **7** (1952), S. 185.
- [6] J. L. PUTMAN, Proc. Phys. Soc. London **A 61** (1948), S. 312; E. H. COOKE-YARBOROUGH, C. D. FLORIDA, C. N. DAVY, J. Sci. Instr. **26** (1949), S. 124; H. DEN HARTOG, Nucleonics **5** (9) (1949), S. 33; J. N. EASTABROOK, J. W. HUGHES, J. Sci. Instr. **30** (1953), S. 317; S. J. WYARD, J. Sci. Instr. **30** (1953), S. 389; R. L. GORDON, J. Sci. Instr. **31** (1954), S. 306; E. H. COOKE-YARBOROUGH, J. Sci. Instr. **31** (1954), S. 433.
- [7] K. DANGUY, Physica **XXI** (1955), S. 988.

Zur Theorie einer nichtadiabatisch betriebenen Rektifizierkolonne¹⁾

(Institut für Physikalische Stofftrennung, Leipzig)

G. VOIGT

Es wird die Trennwirkung einer aus einem Trennpalt bestehenden Rektifiziersäule in zwei Betriebsfällen theoretisch betrachtet. Im ersten Betriebsfalle wird die Säule adiabatisch isoliert, im zweiten Betriebsfalle wird der Säule auf ihrer ganzen Länge Wärme entzogen. Es wird gezeigt, daß unter bestimmten Bedingungen die nichtadiabatisch betriebene Säule bei gleicher Entnahmemenge je Zeiteinheit eine wesentlich größere Trennwirkung besitzt als die gleiche Säule im adiabatischen Betriebsfalle.

Begründung für die Einführung nichtadiabatisch betriebener Rektifiziersäulen

Eine große Anzahl von durch Rektifikation lösbaren Trennaufgaben fordert kleine Trennstufenhöhen bei einem möglichst hohen Dampfdurchsatz je Flächeneinheit des Säulenquerschnitts. Bei einer Reihe von Rektifizierkolonnen steigt die Trennstufenhöhe monoton mit dem Dampfdurchsatz je Querschnittsfläche der Rektifiziersäule an. Am ausgeprägtesten ist diese Eigenschaft bei den Rohrbündelkolonnen nach KUHN ([1]–[5]) und WESTHAVER [6]. Fordern wir, daß eine Kolonne mit gegebenem Querschnitt je Zeiteinheit eine bestimmte Destillatmenge E mit der relativen molaren Konzentration an Leichtersiedendem $\tilde{\eta}_E$ liefern soll, so muß der Dampfdurchsatz je Querschnittsfläche der Rektifiziersäule um so größer sein, je kleiner die Konzentration an Leichtersiedendem im Sumpf ist. Wir wollen in Kolonnen, in denen die Trennstufenhöhe mit dem Dampfdurchsatz je Querschnittsfläche wächst, eine Vergrößerung der Trennwirkung erreichen, ohne dabei die Entnahmemenge zu verringern. Es ist zu vermuten, daß dies dadurch zu erreichen ist, daß der Durchsatz dort verkleinert wird, wo die Konzentration an Leichtersiedendem bereits angestiegen ist. Es erscheint deshalb zweckmäßig, den Durchsatz mit wachsendem z zu verkleinern. z ist hierbei eine Koordinate in der Säulenachse vom unteren Ende der Rektifiziersäule an in Richtung zum Kolonnenkopf gemessen. Eine Verkleinerung des Dampfdurchsatzes läßt sich durch partielle Kondensation des Dampfes erreichen. U. v. WEBER [7] hat vorgeschlagen, diesen Effekt dadurch zu erreichen, daß in die Rektifiziersäule Abschnitte eingeschaltet werden, in denen eine partielle Kondensation der Dämpfe eintritt. Er erreicht dadurch eine stufenweise Verringerung des Durchsatzes. Diese stufenweise Durchsatzverringern dürfte aber wesentlich ungünstiger sein als eine stetige. Eine stetige Verringerung des Durchsatzes in z -Richtung erreichen wir dadurch, daß wir den Mantel der Kolonne in seiner ganzen Länge kühlen. Eine so betriebene Kolonne soll „nichtadiabatisch betriebene Kolonne“ heißen. Eine entsprechende Anordnung wurde

von C. JUNGE [8] vorgeschlagen. JUNGE berücksichtigt in seinen theoretischen Überlegungen aber nur die Trennwirkung der Teilkondensation, ohne dabei die zusätzliche Wirkung des Gegenstromaustausches zu behandeln. Das Wesentliche ist in der Arbeit von JUNGE die Anreicherung durch Teilkondensation und nicht — wie in dem von uns vorgeschlagenen Falle — die Verringerung des Durchsatzes mittels Teilkondensation. Zur Stützung seiner Überlegungen verwendet JUNGE einen mit RASCHIG-Ringen gefüllten „Großflächendephlegmator“. Eine RASCHIG-Kolonne hat aber bei nicht zu kleinen Dampfdurchsätzen keineswegs die Eigenschaft, daß in ihr die Trennstufenhöhe monoton mit dem Durchsatz wächst. Der von uns angestrebte Effekt kann also mit der Anordnung von JUNGE nicht erreicht werden. Da es JUNGE hauptsächlich auf eine Trennung durch Teilkondensation ankommt, dürfte seine Anordnung nur zur Trennung von Gemischen mit großen Trennfaktoren geeignet sein. Ähnlich verhält es sich mit der Arbeit von HERRMANN [9]. HERRMANN untersucht auch im wesentlichen die Trennung durch Teilkondensation. Obwohl der Gegenstromaustausch berücksichtigt wird, wird die Abhängigkeit der Trennwirkung einer Rektifizierkolonne vom Durchsatz nicht untersucht. Es scheint uns aus diesen Gründen zweckmäßig zu sein, die Wirkungsweise einer nichtadiabatisch betriebenen Kolonne theoretisch zu untersuchen.

Aufstellung der Stoffbilanzgleichungen und der Gleichung der Verstärkungslinie einer nichtadiabatisch betriebenen Trennkolonne

Für eine Kolonne, in der der Dampfdurchsatz mit wachsendem Abstand vom Sumpf dadurch verkleinert wird, daß durch Kühlung des Kolonnenmantels der Dampf auf seinem Wege vom Sumpf zum Kolonnenkopf teilweise kondensiert wird, wollen wir die Stoffbilanzgleichungen und die Gleichung der Verstärkungslinie aufstellen. Hierzu definieren wir:

- (1) z Koordinate in der Achse der Rektifiziersäule vom unteren Ende der Rektifiziersäule an zum Kolonnenkopf hin gemessen [cm].
- (2) r Vektor, der in einem Säulenquerschnitt $z = \text{const}$ einen Punkt dieses Querschnitts definiert [cm].
- (3) $d f$ Flächenelement des Säulenquerschnitts $z = \text{const}$ [cm²].
- (4) f Querschnittsfläche der Rektifiziersäule [cm²].
- (5) $D(z)$ Die je Zeiteinheit durch den Querschnitt $z = \text{const}$ hindurchtretende Dampfmenge [Mol/s].

¹⁾ G. VOIGT, Dissertation, Leipzig 1958 (gekürzt).

- (6) $F(z)$ Die je Zeiteinheit durch denselben Querschnitt hindurchtretende Flüssigkeitsmenge [Mol/s].
- (7) E Am Kolonnenkopf je Zeiteinheit entnommene Dampfmenge (Kopfprodukt) [Mol/s].
- (8) $\tilde{\eta}(z, r)$ Relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente im Dampf an der Stelle (z, r) [Mol/Mol].
- (9) $\tilde{\xi}(z, r)$ Relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente in der Flüssigkeit an der Stelle (z, r) [Mol/Mol].
- (10) $\tilde{\eta}_E$ Relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente im Kopfprodukt [Mol/Mol].
- (11) $u(z, r)$ Dampfgeschwindigkeit an der Stelle (z, r) .
- (12) $w(z, r)$ Geschwindigkeit der Flüssigkeit an der Stelle (z, r) .
- (13) ϱ_D Mittlere Dampfdichte in der Säule.
- (14) ϱ_F Mittlere Flüssigkeitsdichte in der Säule.
- (15) $M_D(z)$ Über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemittelteres Molekulargewicht des Dampfgemisches.
- (16) $M_F(z)$ Über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemittelteres Molekulargewicht des flüssigen Zweistoffgemisches.

Es soll im folgenden nur der stationäre Betriebsfall einer Kolonne betrachtet werden, das heißt, alle vorkommenden Größen sind zeitunabhängig.

An Hand von Abb. 1 leiten wir die Stoffbilanzgleichungen und die Gleichung der Verstärkungslinie ab.

Abb. 1 stellt einen durch zwei waagerechte Ebenen an den Stellen z' und $z' + \Delta z$ begrenzten Abschnitt des Trennspalts dar. Bei stationärem Betrieb der Säule muß für das flüssige und dampfförmige Zweistoffgemisch allgemein gelten:

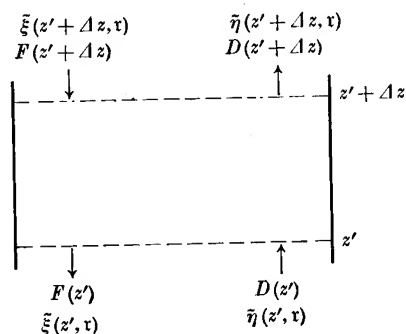


Abb. 1

$$(17) \quad F(z' + \Delta z) + D(z') = F(z') + D(z' + \Delta z).$$

(17) besagt, daß die in das durch die Ebenen $z = z'$ und $z = z' + \Delta z$ und den Säulenmantel begrenzte Volumen je Zeiteinheit eintretende Stoffmenge im stationären Betrieb gleich der aus diesem Volumen je Zeiteinheit austretenden Stoffmenge sein muß. Umeineentsprechende

Gleichung für die leichtersiedende Komponente ableiten zu können, stellen wir noch $D(z)$ und $F(z)$ durch

$$(18) \quad D(z) = \frac{\varrho_D}{M_D(z)} \int u(z, r) df,$$

$$(19) \quad F(z) = -\frac{\varrho_F}{M_F(z)} \int w(z, r) df$$

dar.

Im stationären Falle gilt für die leichtersiedende Komponente nach Abb. 1

$$(20) \quad -\frac{\varrho_F}{M_F(z + \Delta z)} \int w(z + \Delta z, r) \tilde{\xi}(z + \Delta z, r) df + \frac{\varrho_D}{M_D(z)} \int u(z, r) \tilde{\eta}(z, r) df = -\frac{\varrho_F}{M_F(z)} \int w(z, r) \tilde{\xi}(z, r) df + \frac{\varrho_D}{M_D(z + \Delta z)} \int u(z + \Delta z, r) \tilde{\eta}(z + \Delta z, r) df.$$

(20) drückt die in (17) für das Stoffgemisch definierte Bedingung für die leichtersiedende Komponente aus, da eine (17) entsprechende Bedingung für jede Komponente gelten muß.

Setzen wir

$$D(z + \Delta z) = D(z) + \frac{\partial D(z)}{\partial z} \Delta z, \quad F(z + \Delta z) = F(z) + \dots$$

usw., so erhalten wir

$$(21) \quad \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial D}{\partial z} \quad \text{und}$$

$$(22) \quad \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\frac{\varrho_F}{M_F} \int w \tilde{\xi} df \right\} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\varrho_D}{M_D} \int u \tilde{\eta} df \right\}.$$

Durch Integration folgen aus (21) und (22)

$$(23) \quad F(z) = D(z) + \text{const},$$

$$(24) \quad -\frac{\varrho_F}{M_F} \int w \tilde{\xi} df = \frac{\varrho_D}{M_D} \int u \tilde{\eta} df + \text{const}.$$

Da die beiden Gleichungen (23) und (24) für jedes z , also auch am Kolonnenkopf, gelten müssen, können die beiden Integrationskonstanten nur die am Kolonnenkopf entnommene Dampfmenge und die dort entnommene Menge an Leichtersiedendem sein. Wir erhalten also aus (23) und (24)

$$(25) \quad F(z) = D(z) - E \quad \text{und}$$

$$(26) \quad -\frac{\varrho_F}{M_F} \int w \tilde{\xi} df = \frac{\varrho_D}{M_D} \int u \tilde{\eta} df - E \tilde{\eta}_E.$$

In der Gleichung (26) setzen wir:

$$(27) \quad u(z, r) = \bar{u}(z) (1 + \varphi_D(z, r)),$$

$$(28) \quad w(z, r) = \bar{w}(z) (1 + \varphi_F(z, r)),$$

$$(29) \quad \tilde{\eta}(z, r) = \bar{\eta}(z) (1 + \delta_D(z, r)),$$

$$(30) \quad \tilde{\xi}(z, r) = \bar{\xi}(z) (1 + \delta_F(z, r)).$$

Hierbei sind \bar{u} , \bar{w} , $\bar{\eta}$ und $\bar{\xi}$ die über den Querschnitt f gemittelten Werte von u , w , η und ξ . φ_D , φ_F , δ_D und δ_F sind die Abweichungen an den Stellen z , r von den Mittelwerten. Mit (27), (28), (29) und (30) erhalten wir aus (26)

$$(31) \quad -\frac{\varrho_F}{M_F} \int_f \bar{w}(1+\varphi_F) \bar{\xi}(1+\delta_F) df - E \bar{\eta}_E = \\ = \frac{\varrho_D}{M_D} \int_f \bar{u}(1+\varphi_D) \bar{\eta}(1+\delta_D) df.$$

Aus (31) erhalten wir, wenn wir (18), (19) und

$$(32) \quad \int_f \varphi_F df = \int_f \varphi_D df = \int_f \delta_F df = \int_f \delta_D df = 0$$

beachten,

$$(33) \quad F(z) \bar{\xi} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_F \delta_F df \right\} = \\ = D(z) \bar{\eta} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_D \delta_D df \right\} - E \bar{\eta}_E.$$

Mit Gleichung (25) erhalten wir, wenn wir als Rücklaufverhältnis

$$(34) \quad v(z) = \frac{F(z)}{E}$$

definieren, aus (33)

$$(35) \quad \bar{\eta} = \frac{v(z)}{v(z)+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_F \delta_F df \right\} \bar{\xi} + \\ + \frac{1}{v(z)+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_D \delta_D df \right\} \bar{\eta}_E.$$

Für eine adiabatisch betriebene Rektifiziersäule geht, wenn die molaren Verdampfungswärmen beider Komponenten gleich groß sind, (35) über in

$$(36) \quad \bar{\eta} = \frac{v}{v+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_F \delta_F df \right\} \bar{\xi} + \\ + \frac{1}{v+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int_f \varphi_D \delta_D df \right\} \bar{\eta}_E.$$

v ist in (36) eine von z unabhängige Konstante, während φ_D , δ_D , φ_F und δ_F weiterhin von z abhängen können.

Bisher wurde in den Lehrbüchern und Veröffentlichungen über Rektifikation [10] an Stelle von (36) geschrieben:

$$(37) \quad \bar{\eta} = \frac{v}{v+1} \bar{\xi} + \frac{\bar{\eta}_E}{v+1}.$$

Da aber besonders bei Bachbildung und Randgängigkeit der Flüssigkeit in einer Rektifiziersäule die Abweichung der Gleichung (37) von der strengen Gleichung (36)

beachtlich werden kann, gelingt es unter Voraussetzung der Gleichung (37) nicht, den Einfluß von Bachbildungen und Randgängigkeit auf die Trennwirkung einer Rektifizierkolonne zu berücksichtigen.

Problemstellung

Wir betrachten einen Rektifikationsvorgang, bei dem folgende Bedingungen gelten sollen:

A. Das zu trennende Stoffgemisch verhalte sich ideal, d. h., die Gleichgewichtskurve werde durch

$$(38) \quad \frac{\bar{\eta}^*}{1-\bar{\eta}^*} = \frac{\bar{\xi}^*}{1-\bar{\xi}^*} e^{\delta}$$

mit konstantem δ dargestellt. δ heißt der Trennparameter, $\bar{\eta}^*$ und $\bar{\xi}^*$ sind die relativen molaren Konzentrationen der leichtersiedenden Komponente im Siedegleichgewicht.

B. Die molaren Verdampfungswärmen beider Komponenten des Zweistoffgemisches seien gleich groß.

C. Die Trennstufenhöhe in der Kolonne wachse monoton mit dem Dampfdurchsatz je Flächeneinheit des Säulenquerschnitts.

D. Durch den Mantel der Rektifiziersäule werde dem Zweistoffgemisch Wärme entzogen; dadurch nimmt der Durchsatz mit wachsendem z monoton ab. z ist eine durch (1) – Seite 29 – definierte Koordinate.

Im allgemeinen Falle läßt sich der durch die Bedingungen A. bis D. gekennzeichnete Trennvorgang wegen der unübersichtlichen Strömungsverhältnisse nicht hinreichend rechnerisch erfassen. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß kaum eine theoretische Voraussage der Trennstufenhöhe möglich ist. Wir wollen uns deshalb darauf beschränken, einen Spezialfall rechnerisch zu behandeln. Wir legen unserer Rechnung nebenstehendes Modell zugrunde:

Die Kolonne bestehe aus der Blase B und der Trennsäule. Die Blase soll so viel Flüssigkeit enthalten, daß die Konzentration der leichtersiedenden Komponente in der Blase während der Dauer des Trennversuchs als konstante Größe betrachtet werden kann. Der Mantel der Trennsäule umschließt einen Spalt („Trennspace“) der Abmessungen $2a \times b \times (H+K)$. b soll groß gegen $2a$ sein. Am oberen Ende der Trennsäule sei eine Einrichtung zur Produktentnahme angebracht. Durch die beiden Seitenflächen der Abmessungen $b \times H$ werde je

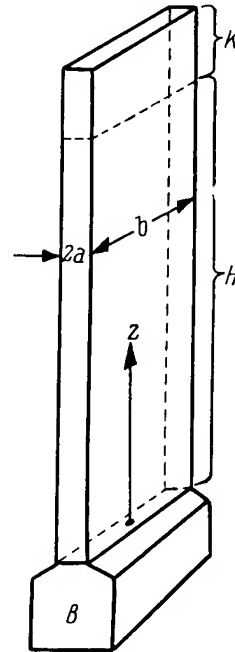


Abb. 2

Flächen- und Zeiteinheit die Wärmemenge $-j_0$ entzogen. Im oberen Abschnitt der Trennsäule werde auf der Länge K der aufsteigende Dampf bis auf den als Produkt zu entnehmenden Dampf E kondensiert. In diesem Abschnitt soll keine merkliche Stofftrennung mehr erfolgen.

Berechnung der Trennwirkung einer adiabatisch betriebenen Rektifizierkolonne

Da in (35) v eine Funktion von z darstellt, ist es ohne Kenntnis der Funktionen $\bar{\eta}(z)$ und $\bar{\xi}(z)$ nicht möglich, die für eine bestimmte Trennaufgabe notwendige Trennstufenzahl nach den in der Rektifizierertechnik üblichen Verfahren — etwa nach dem Verfahren von McCABE und

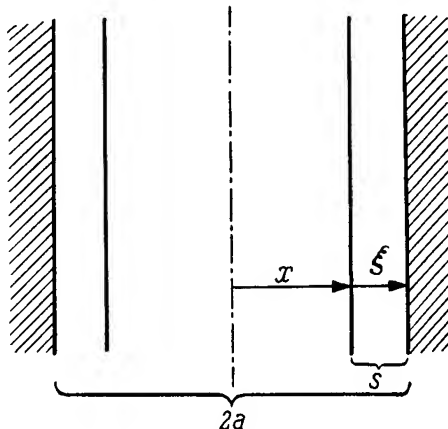


Abb. 3

THIELE [11] — zu ermitteln. Es muß zur Berechnung der Trennwirkung der Säule ein Rechenverfahren angewendet werden, das $\bar{\eta}$ und $\bar{\xi}$ als Funktion von z ergibt. Wir benutzen ein Verfahren, das wir durch Abänderung und Erweiterung des von KUHN ([1]–[5]) entwickelten Verfahrens erhalten. Um das für die Berechnung der Trennwirkung der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule verwendete Verfahren entwickeln und die bei notwendigen Vernachlässigungen gemachten Fehler abschätzen zu können, wollen wir vorerst die Trennwirkung einer adiabatisch betriebenen Säule berechnen.

Abb. 3 stellt einen senkrechten Schnitt durch den Trennspace dar. An den Wänden des Trennspace läuft ein Flüssigkeitsfilm der Dicke s herab. Der Flüssigkeit entgegen bewegt sich ein Dampfstrom der Dicke $2a - 2s$. x und ξ sind zwei Koordinaten senkrecht zu den Spaltwänden im Dampfraum und im Flüssigkeitsraum, die von der Spaltmitte beziehungsweise von der Phasengrenzfläche an gemessen werden.

Betrachten wir die auf ein Flüssigkeitselement wirkenden Kräfte und vernachlässigen die Reibung zwischen Dampf und Flüssigkeit, so erhalten wir für die Geschwindigkeitsverteilung in der Flüssigkeit

$$(39) \quad w = -\frac{3}{2} \bar{w} \left\{ \frac{\xi^2}{s^2} - 1 \right\}.$$

Dabei ist \bar{w} definiert durch:

$$(40) \quad \bar{w} = \frac{1}{s} \int_0^s w d\xi = -\frac{\gamma_F}{3\eta_F} s^2.$$

γ_F ist das spezifische Gewicht der Flüssigkeit, η_F die dynamische Zähigkeit der Flüssigkeit.

Für die Dampfgeschwindigkeit erhalten wir, wenn wir

$$(41) \quad u(a-s) = w(0)$$

und

$$(42) \quad \bar{u} = \frac{1}{a-s} \int_0^{a-s} u dx$$

beachten und gleichzeitig $a-s \approx a$ setzen:

$$(43) \quad u = \bar{u} \left\{ -\left(\frac{3}{2} - \frac{9}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}} \right) \frac{x^2}{a^2} + \frac{3}{2} - \frac{3}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}} \right\}.$$

Soll die Reibung zwischen Dampf und Flüssigkeit berücksichtigt werden, so muß an der Phasengrenzfläche die Bedingung

$$(44) \quad \eta_F \left(\frac{dw}{d\xi} \right)_0 = \eta_D \left(\frac{du}{dx} \right)_{a-s}$$

erfüllt werden. Hierbei ist η_D die dynamische Zähigkeit des Dampfes. Durch Einsetzen von Zahlenwerten erkennt man leicht, daß in praktisch allen Fällen die Reibung zwischen Dampf und Flüssigkeit vernachlässigt werden kann. Eine genauere Rechnung ist schon deshalb nutzlos, weil — wie GLASER [12] gezeigt hat — schon bei sehr kleinen Flüssigkeitgeschwindigkeiten und REYNOLDS-Zahlen > 4 Wellenbildung auf der Flüssigkeitsoberfläche auftritt. Der hierdurch entstehende Fehler dürfte aber weitaus größer werden als der durch Vernachlässigung der Reibung an der Grenzfläche entstehende. Wir benutzen für die Geschwindigkeitsverteilung im Dampf und in der Flüssigkeit die Ausdrücke (39) und (43). Schreiben wir (39) und (43) in der Form (27) und (28), so erhalten wir

$$(45) \quad \varphi_D = \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}} - \left(\frac{3}{2} - \frac{9}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}} \right) \frac{x^2}{a^2}$$

und

$$(46) \quad \varphi_F = \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \frac{\xi^2}{s^2}.$$

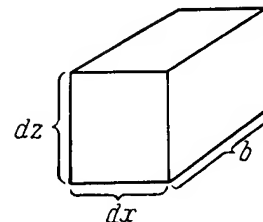


Abb. 4

Um die Differentialgleichung für die Konzentrationsverteilung im Dampf aufstellen zu können, betrachten wir ein Volumenelement der Größe $b dx dz$ (siehe Abb. 4).

Durch Konvektion in der z -Richtung tritt von der leichtersiedenden Komponente je Zeiteinheit in das Volumenelement ein:

$$(47) \quad \begin{aligned} \frac{dG_1}{dt} &= b dx u(x) \frac{\rho_D}{M_D} \tilde{\eta}(x, z) - \\ &- b dx u(x) \frac{\rho_D}{M_D} \tilde{\eta}(x, z + dz) = \\ &= - b dx \frac{\rho_D}{M_D} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial z} dz u(x) \quad [\text{Mol/s}]. \end{aligned}$$

Dabei sind:

(48) ρ_D Über den gesamten Dampfraum gemittelte Dampfdichte.

(49) \bar{M}_D Über den gesamten Dampfraum gemitteltes mittleres Molekulargewicht des Zweistoffgemisches.

Durch Diffusion in der z -Richtung tritt in das betrachtete Volumenelement an Leichtersiedendem ein:

$$(50) \quad \begin{aligned} \frac{dG_2}{dt} &= - b dx \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z)}{\partial z} + b dx \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z + dz)}{\partial x} = \\ &= b dx \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} dz. \end{aligned}$$

Entsprechend tritt durch Diffusion in der x -Richtung in das Volumenelement ein:

$$(51) \quad \begin{aligned} \frac{dG_3}{dt} &= - b dz \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z)}{\partial x} + b dz \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial \tilde{\eta}(x + dx, z)}{\partial x} = \\ &= b dz \frac{\rho_D}{M_D} D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} dx. \end{aligned}$$

Hierbei ist

(52) D_1 Diffusionskonstante der leichtersiedenden Komponente im Dampf.

Im stationären Falle muß die Summe aller in ein Volumenelement eintretenden Ströme an Leichtersiedendem gleich Null sein, das heißt

$$(53) \quad \sum_{i=1}^3 \frac{dG_i}{dt} = 0.$$

Aus (53) folgt mit (47), (50) und (51)

$$(54) \quad -u(x) \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z)}{\partial z} + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}(x, z)}{\partial z^2} + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}(x, z)}{\partial x^2} = 0.$$

Entsprechend erhalten wir, wenn D_2 die Diffusionskonstante des leichtersiedenden Stoffes in der Flüssigkeit ist, für die flüssige Phase

$$(55) \quad -w(\xi) \frac{\partial \tilde{\xi}(\xi, z)}{\partial z} + D_2 \frac{\partial^2 \tilde{\xi}(\xi, z)}{\partial z^2} + D_2 \frac{\partial^2 \tilde{\xi}(\xi, z)}{\partial \xi^2} = 0.$$

Neben (54) und (55) muß noch die Gleichung (36)

$$\tilde{\eta} = \frac{v}{v+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F df \right\} \tilde{\xi} + \frac{1}{v+1} \left\{ 1 + \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D df \right\} \tilde{\eta}_z$$

gelten. An der Phasengrenzfläche muß sich notwendig das Siedegleichgewicht einstellen, das heißt, es muß – wenn wir $a \gg s$ beachten – die Bedingung

$$(56) \quad \frac{\tilde{\eta}(a)}{1 - \tilde{\eta}(a)} = \frac{\tilde{\xi}(0)}{1 - \tilde{\xi}(0)} e^{\delta}$$

gelten. Beachten wir noch, daß durch die Wände des Trennspaltes kein Stoff austreten kann, das heißt, daß

$$(57) \quad \left(\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \xi} \right)_{\xi=s} = 0$$

ist und

$$(58) \quad (\tilde{\eta})_{z=0} = \tilde{\eta}_0$$

gilt, so wird unser Trennproblem durch die Gleichungen (36), (54), (55), (56), (57) und (58) eindeutig beschrieben.

Wir haben jetzt die Differentialgleichungen (54) und (55) mit den Nebenbedingungen (36), (56), (57) und (58) zu lösen.

Da eine allgemeine Lösung dieses Problems relativ schwierig und unübersichtlich ist und vor allem eine Erweiterung auf den Fall der nichtadiabatisch betriebenen Säule kaum zuläßt, wollen wir folgende Einschränkungen machen:

$$(59) \quad \delta \ll 1;$$

$$(60) \quad \tilde{\eta} \ll 1; \quad \tilde{\xi} \ll 1; \quad \frac{\tilde{\eta}_z}{\tilde{\eta}_0} \gg 1.$$

Die Bedingungen (59) und (60) schränken die Allgemeinheit nicht zu stark ein, da gerade für Fälle, die den Bedingungen (59) und (60) genügen, eine hohe Trennstufenzahl bei möglichst großem Durchsatz gefordert werden muß. Beachten wir (59) und (60), so geht (56) über in

$$(61) \quad \tilde{\eta}(a) = \tilde{\xi}(0) (1 + \delta).$$

Es bleibt jetzt (54) und (55) mit (36), (57), (58) und (61) zu lösen.

Für (54) und (55) machen wir die Lösungsansätze

$$(62) \quad \tilde{\eta}(x, z) = \chi(x) e^{Bz},$$

$$(63) \quad \tilde{\xi}(\xi, z) = \psi(\xi) e^{Az}.$$

Gehen wir mit (62) und (63) in (54) und (55) ein, so erhalten wir die z -unabhängigen Differentialgleichungen

$$(64) \quad -u(x) \chi(x) B + D_1 \chi(x) B^2 + D_1 \frac{d^2 \chi}{dx^2} = 0,$$

$$(65) \quad -w(\xi) \psi(\xi) A + D_2 \psi(\xi) A^2 + D_2 \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = 0.$$

Bevor wir mit der Lösung der Gleichung (64) beginnen, schreiben wir $u(x)$ in der Form

$$(66) \quad u(x) = \bar{u} \{1 + \alpha_1 - \alpha_2 x^2\}.$$

Dabei ist nach (27) und (45)

$$(67) \quad \alpha_1 = \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}}$$

und

$$(68) \quad \alpha_2 = \left(\frac{3}{2} - \frac{9}{4} \frac{\bar{w}}{\bar{u}} \right) \frac{1}{a^2}.$$

(64) geht damit über in

$$(69) \quad -(1 + \alpha_1) B \chi + \alpha_2 B x^2 \chi + \frac{D_1}{\bar{u}} B^2 \chi + \frac{D_1}{\bar{u}} \frac{d^2 \chi}{dx^2} = 0.$$

Nach (62) beschreibt B den Konzentrationsanstieg an Leichtersiedendem in z -Richtung. Wegen $\delta \ll 1$ ist nur ein flacher Konzentrationsanstieg in z -Richtung zu erwarten, das heißt, B wird sehr klein sein. Wir wollen deshalb im folgenden Glieder mit B^2, B^3, \dots gegenüber Gliedern mit B vernachlässigen. Machen wir für $\chi(x)$ den Ansatz

$$(70) \quad \chi(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n,$$

so erhalten wir durch Koeffizientenvergleich, wenn wir gleichzeitig die Symmetrie $\chi(x) = \chi(-x)$ beachten und in B quadratische und höhere Glieder vernachlässigen:

$$(71) \quad \chi(x) = \chi(0) \left\{ 1 + B \frac{a^2}{2D_1} \left[(1 + \alpha_1) \bar{u} \frac{x^2}{a^2} - \frac{\alpha_2 a^2 \bar{u}}{6} \cdot \frac{x^4}{a^4} \right] \right\}^2$$

Mit den Definitionen

$$(72) \quad \bar{\chi} = \frac{1}{a} \int_0^a \chi dx \quad \text{und}$$

$$(73) \quad \tau_1 = \frac{a^2}{2D_1}$$

ergibt sich

$$(74) \quad \chi(x) = \bar{\chi} \left\{ 1 + B \tau_1 \left[(1 + \alpha_1) u \left(\frac{x^2}{a^2} - \frac{1}{3} \right) - \frac{\alpha_2 a^2 \bar{u}}{6} \left(\frac{x^4}{a^4} - \frac{1}{5} \right) \right] \right\}.$$

Setzen wir

$$(75) \quad w(\xi) = \bar{w} \{ 1 + \beta_1 - \beta_2 \xi^2 \}$$

mit [siehe (28) und (46)]

$$(76) \quad \beta_1 = \frac{1}{2},$$

$$(77) \quad \beta_2 = \frac{3}{2s^2},$$

so wird aus (65)

$$(78) \quad -(1 + \beta_1) A \psi + \beta_2 A \xi^2 \psi + \frac{D_2}{\bar{w}} A^2 \psi + \frac{D_2}{\bar{w}} \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = 0.$$

Mit

$$(79) \quad \psi(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \xi^n$$

folgt durch Koeffizientenvergleich, wenn wir

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} = 0$$

[siehe (57)] beachten, mit den Definitionen

$$(80) \quad \bar{\psi} = \frac{1}{s} \int_0^s \psi d\xi \quad \text{und}$$

$$(81) \quad \tau_2 = \frac{s^2}{2D_2}$$

²⁾ Die Existenz der Lösung wird im Anhang bewiesen.

unter Vernachlässigung von Gliedern mit A^2, \dots, A^n für

$$(82) \quad \psi(\xi) = \bar{\psi} \left\{ 1 + A \tau_2 \left[(1 + \beta_1) \bar{w} \left(-2 \frac{\xi}{s} + \frac{\xi^2}{s^2} + \frac{2}{3} \right) + \beta_2 \bar{w} s^2 \left(\frac{2}{3} \frac{\xi}{s} - \frac{1}{6} \frac{\xi^4}{s^4} - \frac{3}{10} \right) \right] \right\}.$$

Führen wir in (74) und (82) die Abkürzungen

$$(83) \quad g_1(x) = \tau_1 \left[(1 + \alpha_1) \bar{u} \left(\frac{x^2}{a^2} - \frac{1}{3} \right) - \frac{\alpha_2 a^2 \bar{u}}{6} \left(\frac{x^4}{a^4} - \frac{1}{5} \right) \right]$$

und

$$(84) \quad h_1(\xi) = \tau_2 \left[(1 + \beta_1) \bar{w} \left(-2 \frac{\xi}{s} + \frac{\xi^2}{s^2} + \frac{2}{3} \right) + \beta_2 \bar{w} s^2 \left(\frac{2}{3} \frac{\xi}{s} - \frac{1}{6} \frac{\xi^4}{s^4} - \frac{3}{10} \right) \right]$$

ein, so wird

$$(85) \quad \chi(x) = \bar{\chi} \{ 1 + B g_1(x) \},$$

$$(86) \quad \psi(\xi) = \bar{\psi} \{ 1 + A h_1(\xi) \}.$$

Beschränken wir uns vorerst auf die Berechnung der Trennwirkung für unendliches Rücklaufverhältnis, so muß die Beziehung [siehe (36)]

$$(87) \quad \bar{\eta} = \frac{1 + \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F df}{1 + \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D df} \bar{\xi}$$

gelten.

Schreiben wir (87) in der Form

$$(88) \quad \chi e^{Bz} = \frac{1 + \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F df}{1 + \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D df} \psi e^{Az},$$

so erkennen wir, da $\varphi_F, \varphi_D, \delta_F, \delta_D$ bei der von uns betrachteten Rektifiziersäule nicht von z abhängen, daß (88) nur mit $A = B$ erfüllt werden kann.

Mit

$$(89) \quad \varphi_F = \beta_1 - \beta_2 \xi^2,$$

$$(90) \quad \varphi_D = \alpha_1 - \alpha_2 x^2,$$

$$(91) \quad \delta_F = B h_1,$$

$$(92) \quad \delta_D = B g_1$$

erhalten wir

$$(93) \quad \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F df = \frac{1}{s} \int_0^s (\beta_1 - \beta_2 \xi^2) B h_1 ds = -\frac{\beta_2 B}{s} \int_0^s \xi^2 h_1 ds.$$

Durch Einsetzen von (84) in (93) und anschließendes Integrieren erhalten wir

$$(94) \quad \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F df = + B \beta_2 \tau_2 \left\{ \frac{7}{90} (1 + \beta_1) \bar{w} s^2 - \frac{3}{70} \beta_2 \bar{w} s^4 \right\}.$$

Entsprechend folgt

$$(95) \quad \begin{aligned} \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D df &= \frac{1}{a} \int_0^a (\alpha_1 - \alpha_2 x^2) B g_1 dx = \\ &= -B \alpha_2 \tau_1 \left[\frac{4}{45} (1 + \alpha_1) \bar{u} a^2 - \frac{4}{315} \alpha_2 \bar{u} a^4 \right]. \end{aligned}$$

Setzen wir (94) und (95) in (87) ein, so erhalten wir

$$(96) \quad \bar{\eta} = \frac{1 + B\beta_2\tau_2\left\{\frac{7}{90}(1+\beta_1)\bar{w}s^2 - \frac{3}{70}\beta_2\bar{w}s^4\right\}}{1 - B\alpha_2\tau_1\left\{\frac{4}{45}(1+\alpha_1)\bar{u}a^2 - \frac{4}{315}\alpha_2\bar{u}a^4\right\}} \bar{\xi}.$$

Vernachlässigen wir wiederum in B quadratische Glieder, so wird aus (96)

$$(97) \quad \bar{\eta} = \left\{1 + B\left[\beta_2\tau_2\bar{w}\left(\frac{7}{90}(1+\beta_1)s^2 - \frac{3}{70}\beta_2s^4\right) + \alpha_2\tau_1\bar{u}\left(\frac{4}{45}(1+\alpha_1)a^2 - \frac{4}{315}\alpha_2a^4\right)\right]\right\} \bar{\xi}.$$

Wir setzen zur Abkürzung

$$(98) \quad \Theta = +\beta_2\tau_2\bar{w}\left(\frac{7}{90}(1+\beta_1)s^2 - \frac{3}{70}\beta_2s^4\right) + \alpha_2\tau_1\bar{u}\left(\frac{4}{45}(1+\alpha_1)a^2 - \frac{4}{315}\alpha_2a^4\right)$$

und erhalten

$$(99) \quad \bar{\eta} = \{1 + B\Theta\} \bar{\xi}.$$

Mit (99) folgt, wenn wir (85), (86), (62) und (63) beachten,

$$(100) \quad \bar{\eta}(x, z) = \bar{\xi}\{1 + B\Theta\}\{1 + Bg_1\} \approx \bar{\xi}\{1 + B(g_1 + \Theta)\}$$

und

$$(101) \quad \bar{\xi}(\xi, z) = \bar{\xi}\{1 + Bh_1\}.$$

Wir haben noch die Randbedingung (61)

$$\bar{\eta}(a) = \bar{\xi}(0)(1 + \delta)$$

zu erfüllen. Setzen wir (100) und (101) in (61) ein, so folgt, wenn wir in B quadratische Glieder und Glieder mit $B\delta$ vernachlässigen,

$$(102) \quad B = \frac{\delta}{g_1(a) - h_1(0) + \Theta}.$$

Führen wir die Abkürzung

$$(103) \quad h^\infty = g_1(a) - h_1(0) + \Theta$$

ein, so folgt

$$(104) \quad B = \frac{\delta}{h^\infty}$$

und

$$(105) \quad \boxed{\bar{\eta} = \bar{\eta}_0 e^{\frac{\delta}{h^\infty} z}}.$$

Entsprechend erhalten wir

$$(106) \quad \boxed{\bar{\xi} = \bar{\xi}_0 e^{\frac{\delta}{h^\infty} z} = \frac{\bar{\eta}_0}{1 + \frac{\delta}{h^\infty} \Theta} e^{\frac{\delta}{h^\infty} z}}.$$

$\bar{\eta}_0$ und $\bar{\xi}_0$ sind die über den Querschnitt der Trennsäule gemittelten relativen molaren Konzentrationen an Leichtersiedendem an der Stelle $z = 0$.

Wir nennen h die Höhe einer theoretischen Trennstufe (Trennstufenhöhe), wenn der durch einen waagerechten

Querschnitt der Kolonne an der Stelle $z + h$ hindurchtretende Dampf im Siedegleichgewicht mit der durch den Querschnitt z hindurchtretenden Flüssigkeit steht, d. h., wenn

$$(107) \quad \bar{\eta}(z + h) = \bar{\xi}(z)(1 + \delta)$$

gilt.

Setzen wir (105) und (106) in (107) ein, so erhalten wir mit $(1 + \delta) \approx e^\delta$ und $\ln(1 + B\Theta) \approx B\Theta$ durch elementare Rechnung:

$$(108) \quad \boxed{h = h^\infty - \Theta}.$$

Für die Berechnung der Trennwirkung wurde bisher meist die FENSKE-Gleichung ([13], [14]) in der Form

$$(109) \quad \frac{\bar{\eta}_E}{1 - \bar{\eta}_E} = \frac{\bar{\eta}_0}{1 - \bar{\eta}_0} e^{\delta n}$$

benutzt. n wurde dabei durch

$$(110) \quad n = \frac{H}{h}$$

definiert, wenn H die Höhe der Trennsäule bedeutet. n gibt die bei gegebenen Betriebsbedingungen und gegebenem Stoffgemisch in einer Trennsäule der Höhe H enthaltene Anzahl an theoretischen Trennstufen an. In unserem Falle geht wegen $\bar{\eta}_E, \bar{\eta}_0 \ll 1$ (109) in

$$(111) \quad \bar{\eta}_E = \bar{\eta}_0 e^{\delta n}$$

über. Durch Vergleich dieser Gleichung mit (105) und (108) erkennen wir, daß (111) nur für $\Theta = 0$, das heißt, wenn die Integrale (94) und (95) verschwinden, richtig ist. An Stelle von (111) muß

$$(112) \quad \bar{\eta}_E = \bar{\eta}_0 e^{\delta n^*}$$

treten, wobei

$$(113) \quad n^* = \frac{H}{h^\infty} = \frac{H}{h + \Theta}$$

ist. Die FENSKE-Gleichung erhält wieder ihre Gültigkeit, wenn n^* an Stelle von n gesetzt wird.

Mit (83), (84) und (98) folgt aus (103)

$$(114) \quad \begin{aligned} h^\infty = & \tau_1 \bar{u} \left[\frac{2}{3}(1 + \alpha_1) - \frac{2}{15}\alpha_2 a^2 \right] - \\ & - \tau_2 \bar{w} \left[\frac{2}{3}(1 + \beta_1) - \frac{3}{10}\beta_2 s^2 \right] + \\ & + \alpha_2 \tau_1 \bar{u} \left[\frac{4}{45}(1 + \alpha_1)a^2 - \frac{4}{315}\alpha_2 a^4 \right] + \\ & + \beta_2 \tau_2 \bar{w} \left[\frac{7}{90}(1 + \beta_1)s^2 - \frac{3}{70}\beta_2 s^4 \right]. \end{aligned}$$

Setzen wir die Größen für $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ aus (67), (68), (76) und (77) in (114) ein, so folgt

$$(115) \quad \boxed{h^\infty = \frac{34}{35}\tau_1 \bar{u} - \frac{18}{35}\tau_1 \bar{w} + \frac{3}{35}\tau_2 \frac{\bar{w}^2}{\bar{u}} - \frac{33}{70}\tau_2 \bar{w}}.$$

Setzen wir in (114)

$$(116) \quad \alpha_1 = \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2 = 0,$$

so erhalten wir für h^∞ den genäherten Ausdruck

$$(117) \quad h^\infty = \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}.$$

Die Näherung (116) bedeutet, daß in den Differentialgleichungen (54) und (55) $u(x)$ und $w(\xi)$ durch die Mittelwerte \bar{u} und \bar{w} ersetzt wurden. Der dadurch für h^∞ entstehende Fehler kann durch Vergleich von (115) und (117) abgeschätzt werden. Da im allgemeinen $\bar{w} \ll \bar{u}$ sein wird, dürfte der durch den Übergang von (115) zu (117) entstehende Fehler nicht größer als 30% werden. Ein Fehler von 30% dürfte aber noch im Bereich des bei der Ableitung von (115) durch Vernachlässigung der Wellenbildung auf der Flüssigkeitsoberfläche entstandenen Fehlers liegen. Wir wollen deshalb bei unseren weiteren Rechnungen stets $u(x)$ und $w(\xi)$ durch \bar{u} und \bar{w} ersetzen. In dieser Näherung verschwinden die in (36) auftretenden Integrale.

Sowohl die Näherung (115) als auch (117) gelten nicht mehr für kleine Strömungsgeschwindigkeiten. Da wir nur in B lineare Glieder berücksichtigt haben, wurde, wie an den Differentialgleichungen (64) und (65) zu erkennen ist, der Einfluß der Rückdiffusion nicht erfaßt. Nach KUHN [3] wird der Einfluß der Rückdiffusion beachtlich, wenn \bar{u} in die Größenordnung

$$(118) \quad \bar{u}^* = \sqrt{2} \frac{D_1}{a} \sqrt{\frac{35}{34}} \approx \sqrt{2} \frac{D_1}{a}$$

kommt. Für $\bar{u} < \bar{u}^*$ ersetzen wir in unseren Ausdrücken für h^∞ \bar{u} durch \bar{u}^* .

Für die Berechnung der Trennwirkung der Rektifiziersäule bei endlichem Rücklaufverhältnis gehen wir von den genäherten Differentialgleichungen

$$(119) \quad \boxed{-\bar{u} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial z} + D_1 \frac{\partial^2 \bar{\eta}}{\partial z^2} = 0},$$

$$(120) \quad \boxed{-\bar{w} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} + D_2 \frac{\partial^2 \bar{\xi}}{\partial z^2} = 0}$$

aus. (119) und (120) lösen wir mit den Nebenbedingungen

$$(121) \quad \boxed{\bar{\eta} = \frac{v}{v+1} \bar{\xi} + \frac{\bar{\eta}_E}{v+1}},$$

$$(122) \quad \boxed{\left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} \right)_{z=s} = 0},$$

$$(123) \quad \boxed{\bar{\eta}(a) = \bar{\xi}(0)(1+\delta)}.$$

Für (119) machen wir den Lösungsansatz

$$(124) \quad \bar{\eta}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(z) x^n$$

und erhalten wegen $\bar{\eta}(x, z) = \bar{\eta}(-x, z)$ durch Koeffizientenvergleich

$$(125) \quad \bar{\eta}(x, z) = c_0 + \frac{\bar{u}}{2D_1} \frac{dc_0}{dz} x^2 + \dots^3)$$

Entsprechend lösen wir (120) mit dem Ansatz

$$(126) \quad \bar{\xi}(\xi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{Fn}(z) \xi^n$$

und erhalten

$$(127) \quad \bar{\xi}(\xi, z) = c_{F0}(z) + c_{F1}(z) \xi + \frac{\bar{w}}{2D_2} \frac{dc_{F0}}{dz} \xi^2 + \dots$$

Aus der Bedingung (122) folgt

$$(128) \quad c_{F1} = -\frac{\bar{w}s}{D_2} \frac{dc_{F0}}{dz}$$

und damit

$$(129) \quad \bar{\xi}(\xi, z) = c_{F0}(z) - \frac{\bar{w}s}{D_2} \frac{dc_{F0}}{dz} \xi + \frac{\bar{w}}{2D_2} \frac{dc_{F0}}{dz} \xi^2 + \dots$$

Setzen wir (125) und (129) in (123) ein, so wird, wenn wir die Potenzreihen nach den quadratischen Gliedern abbrechen und (73) benutzen:

$$(130) \quad c_{F0} = (1-\delta) \left\{ c_0 + \tau_1 \bar{u} \frac{dc_0}{dz} \right\}.$$

(130) in (129) eingesetzt, ergibt

$$(131) \quad \bar{\xi}(\xi, z) = (1-\delta) \left\{ \left[c_0 + \tau_1 \bar{u} \frac{dc_0}{dz} \right] - \frac{\bar{w}s}{D_2} \left[\frac{dc_0}{dz} + \tau_1 \bar{u} \frac{d^2 c_0}{dz^2} \right] \xi + \frac{\bar{w}}{2D_2} \left[\frac{dc_0}{dz} + \tau_1 \bar{u} \frac{d^2 c_0}{dz^2} \right] \xi^2 \right\}.$$

Für $\bar{\eta}$ erhalten wir mit (125)

$$(132) \quad \bar{\eta} = \frac{1}{a} \int_0^a \bar{\eta} dx = c_0 + \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \frac{dc_0}{dz}.$$

Entsprechend wird mit (131) und (81)

$$(133) \quad \bar{\xi} = \frac{1}{s} \int_0^s \bar{\xi} d\xi = (1-\delta) \left\{ c_0 + \left(\tau_1 \bar{u} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w} \right) \frac{dc_0}{dz} - \frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u} \bar{w} \frac{d^2 c_0}{dz^2} \right\}.$$

Wir haben noch die Bedingung (121)

$$\bar{\eta} = \frac{v}{v+1} \bar{\xi} + \frac{\bar{\eta}_E}{v+1}$$

zu erfüllen. Setzen wir (132) und (133) in (121) ein, so folgt mit $-\bar{w} = |\bar{w}|$ nach elementarer Rechnung

$$(134) \quad \frac{d^2 c_0}{dz^2} + \left\{ \frac{\left(\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} + \frac{2}{3} \tau_2 |\bar{w}| \right) - \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{v\delta} + \frac{1}{v} \right\} \delta}{\frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u} |\bar{w}|} \right\} \times \\ \times \frac{dc_0}{dz} - \frac{\left\{ 1 + \frac{1}{v\delta} + \frac{1}{v} \right\} \delta}{\frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u} |\bar{w}|} c_0 = -\frac{\bar{\eta}_E (1+\delta)}{\frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u} |\bar{w}| v}.$$

³⁾ Die Konvergenz der Reihe wird im Anhang bewiesen.

Führen wir die Abkürzungen

$$(135) \quad \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} + \frac{2}{3} \tau_2 |\bar{w}| = \alpha,$$

$$(136) \quad \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{v\delta} + \frac{1}{v} \right\} = \beta,$$

$$(137) \quad 1 + \frac{1}{v\delta} + \frac{1}{v} = \gamma,$$

$$(138) \quad \frac{\bar{\eta}_E (1 + \delta)}{v} = \varepsilon \quad \text{und}$$

$$(139) \quad \frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u} |\bar{w}| = A$$

ein, so geht (134) über in

$$(140) \quad \boxed{\frac{d^2 c_0}{dz^2} + \frac{\alpha - \beta \delta}{A} \frac{dc_0}{dz} - \frac{\gamma \delta}{A} c_0 = -\frac{\varepsilon}{A}}.$$

$c_0(z)$ gibt die z -Abhängigkeit [siehe (124)] der relativen molaren Konzentration an Leichtersiedendem in der Mittelebene $x = 0$ des Trennspaltes an. Da für große Rücklaufverhältnisse⁴⁾ $\bar{\eta} \approx \bar{\eta}_E$ gilt und an den Phasengrenzflächen Siedegleichgewicht herrschen muß, ist $c_0(z) - \bar{\eta}(z)$ von der Größenordnung δ . Es ist dann genähert $c_0 \approx \bar{\eta} e^{Bz}$. Hierbei ist $B \ll 1$. $\frac{d^2 c_0}{dz^2}$ ist also von der Größenordnung $B^2 c_0$. Da wir in B quadratische und höhere Glieder vernachlässigen wollen, ersetzen wir (140) durch die genäherte Differentialgleichung

$$(141) \quad \boxed{\frac{\alpha - \beta \delta}{A} \frac{dc_0}{dz} - \frac{\gamma \delta}{A} c_0 = -\frac{\varepsilon}{A}}.$$

Die homogene Differentialgleichung

$$(142) \quad \frac{\alpha - \beta \delta}{A} \frac{dc'_0}{dz} - \frac{\gamma \delta}{A} c'_0 = 0$$

hat, wenn wir in δ quadratische Glieder vernachlässigen, die Lösung

$$(143) \quad c'_0(z) = c'_0(0) e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}}.$$

Für die Differentialgleichung (141) machen wir den Lösungsansatz

$$(144) \quad c_0(z) = c_1(z) e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}}$$

und erhalten nach elementarer Rechnung, wenn wir wiederum in δ quadratische Glieder vernachlässigen,

$$(145) \quad c_0(z) = \frac{\varepsilon}{\gamma \delta} \left\{ 1 - e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}} \right\} + c_1(0) e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}}.$$

Setzen wir (145) in (132) ein, so folgt

$$(146) \quad \bar{\eta} = \frac{\varepsilon}{\gamma \delta} + e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}} \left\{ -\frac{\varepsilon}{\gamma \delta} + c_1(0) + \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} c_1(0) \frac{\gamma}{\alpha} \delta - \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \frac{\varepsilon}{\alpha} \right\}.$$

Für $\bar{\eta}(0)$ erhalten wir

$$(147) \quad \bar{\eta}(0) = \bar{\eta}_0 = c_1(0) \left\{ 1 + \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \frac{\gamma}{\alpha} \delta \right\} - \frac{\tau_1 \bar{u}}{3} \frac{\varepsilon}{\alpha}.$$

⁴⁾ Unter der Voraussetzung (59) $\delta \ll 1$ ist nur bei Rektifikation mit großem Rücklaufverhältnis eine endliche Trennwirkung möglich.

Damit können wir an Stelle von (146) schreiben:

$$(148) \quad \bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \left\{ \frac{\varepsilon}{\gamma \delta \bar{\eta}_0} + e^{\frac{\gamma \delta z}{\alpha}} \left[-\frac{\varepsilon}{\gamma \delta \bar{\eta}_0} + 1 \right] \right\}.$$

Setzen wir in (148) die Ausdrücke (135) bis (139) ein, so folgt

$$(149) \quad \bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \left\{ \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \frac{(1 + \delta)}{\delta \left(v + \frac{1}{\delta} + 1 \right)} + e^{\frac{1 + \frac{1}{v\delta} + \frac{1}{v}}{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} + \frac{2}{3} \tau_2 |\bar{w}|} \delta z} \times \right. \\ \left. \times \left[-\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \frac{1 + \delta}{\delta \left(v + \frac{1}{\delta} + 1 \right)} + 1 \right] \right\}.$$

Betrachten wir nur Rektifikationen mit großer Trennwirkung, also mit $\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \gg 1$, so wird, wie wir noch zeigen werden, für kleines δ $v \gg 1$ und $v \gg \frac{1}{\delta}$. Wir können für diese Fälle an Stelle von (149) schreiben

$$(150) \quad \bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \left\{ \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \frac{1}{\delta} \frac{1}{v} + e^{\frac{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} + \frac{2}{3} \tau_2 |\bar{w}|}{\delta z}} \left[-\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \frac{1}{\delta} \frac{1}{v} + 1 \right] \right\}.$$

Zur Vereinfachung des Ausdruckes (150) führen wir noch das Mindestrücklaufverhältnis für eine bestimmte Trennaufgabe ein. Unter Mindestrücklaufverhältnis wollen wir den Wert v_M von v verstehen, bei dem $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial z}$ verschwindet. Differenzieren wir (150) nach z und setzen $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial z} = 0$, so erhalten wir

$$(151) \quad v_M = \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \frac{1}{\delta}.$$

Diese Definition des Mindestrücklaufverhältnisses stimmt in unserer Näherung mit der in der Rektifizierertechnik üblichen Definition des Mindestrücklaufverhältnisses überein. Da bei Rektifikationen stets $v > v_M$ gelten muß, erkennen wir an (151) leicht die Gültigkeit der früher aufgestellten Behauptungen, daß für $\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \gg 1$ $v \gg \frac{1}{\delta}$ und für kleines δ außerdem $v \gg 1$ gelten muß. Setzen wir (151) in (150) ein und führen die Abkürzung (117) ein, so folgt

$$(152) \quad \boxed{\bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \left\{ \frac{v_M}{v} + e^{\frac{\delta z}{h^\infty}} \left[1 - \frac{v_M}{v} \right] \right\}}.$$

Ist H die Höhe der Rektifiziersäule, so erhalten wir mit (113)

$$(153) \quad \boxed{\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} = \frac{v_M}{v} + e^{n^* \delta} \left[1 - \frac{v_M}{v} \right]}.$$

Die Gleichungen (152) und (153) gelten unter den Bedingungen (59)

$$\delta \ll 1$$

und (60)

$$\tilde{\eta}_1 \ll 1; \quad \tilde{\xi} \ll 1; \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \gg 1.$$

Neben den Bedingungen (59) und (60) muß natürlich die Bedingung (118) erfüllt sein.

Abb. 5 veranschaulicht $\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0}$ als Funktion von $\frac{v_M}{v}$ mit $n^* \delta$ als Parameter.

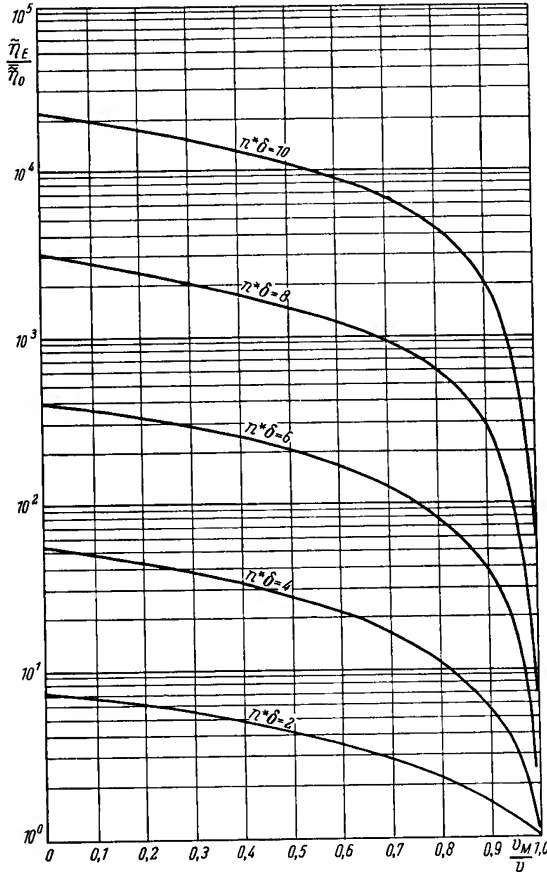


Abb. 5. Anreicherungsverhältnis $\tilde{\eta}_E/\tilde{\eta}_0$ in einer Trennkolonne als Funktion des Quotienten aus Mindestrücklaufverhältnis v_M/v mit $n^* \delta$ als Parameter [s. Formel (153)].

Berechnung der Trennwirkung einer nichtadiabatisch betriebenen Rektifiziersäule

Am Beispiel der adiabatisch arbeitenden Trennsäule haben wir das zur Berechnung der Trennwirkung anzuwendende Rechenverfahren entwickelt und können jetzt mit der Behandlung des nichtadiabatischen Falles beginnen. Außer den bisher definierten Größen definieren wir:

(154) $-j_0$ Die je Flächen- und Zeiteinheit durch die Begrenzungsflächen des Trennspaltes dem zu

trennenden Stoffgemisch entzogene Wärmemenge [cal/cm²s].⁵⁾

(155) r Molare Verdampfungswärme des Stoffgemisches [cal/Mol].

Dem Stoffgemisch wird je Längenelement der Säule und Zeiteinheit an Wärme entzogen

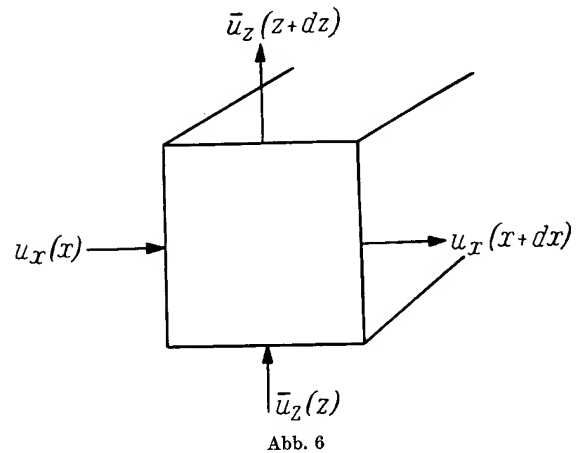
$$(156) \quad -dQ = -2(b+a)j_0 dz \approx -2bj_0 dz.$$

Dabei wird je Längenelement und Zeiteinheit an Dampf kondensiert

$$(157) \quad dD = -\frac{dQ}{r} = -\frac{2bj_0}{r} dz.$$

Wir erhalten aus (157) durch Integration, wenn $D(0) = D_0$ gesetzt wird,

$$(158) \quad D(z) = D_0 \left\{ 1 - \frac{2bj_0}{rD_0} z \right\}.$$



Beachten wir die Definitionen (48) und (49), so erhalten wir für die mittlere Dampfgeschwindigkeit in z-Richtung

$$(159) \quad \bar{u}_z(z) = \frac{\bar{M}_D}{2ab\varrho_D} D_0 \left\{ 1 - \frac{2bj_0}{rD_0} z \right\} = \bar{u}_{z0} \left\{ 1 - \frac{2bj_0}{rD_0} z \right\}.$$

Mit

$$(160) \quad \frac{2ab\bar{u}_{z0}\varrho_D}{\bar{M}_D} = D_0$$

folgt

$$(161) \quad \bar{u}_z(z) = \bar{u}_{z0} \left\{ 1 - \frac{\bar{M}_D j_0}{ra\bar{u}_{z0}\varrho_D} z \right\}.$$

Bei nichtadiabatischer Rektifikation tritt außer der z-Komponente der Dampfgeschwindigkeit noch eine Komponente der Dampfgeschwindigkeit in x-Richtung

⁵⁾ j_0 soll nicht von z abhängen. Der durch $j_0 = \text{const}$ gekennzeichnete Betriebsfall läßt sich rechnerisch am leichtesten erfassen und praktisch am einfachsten realisieren. Wir wollen deshalb den durch $j_0 = \text{const}$ gekennzeichneten Betriebsfall unseren weiteren Rechnungen zugrunde legen, obwohl anzunehmen ist, daß es eine Funktion $j(z)$ gibt, mit der die günstigste Trennwirkung einer gegebenen Kolonne erreicht werden kann.

auf. Um diese Geschwindigkeitskomponente berechnen zu können, betrachten wir ein Volumenelement der Abmessungen $b \, dx \, dz$ im Dampfraum. Abb. 6 stellt dieses Volumenelement dar. An den Begrenzungsflächen haben wir die dort herrschenden Geschwindigkeitskomponenten eingetragen.

Setzen wir voraus, daß die Dampfdichte an jeder Stelle der Säule nahezu gleich ist, so muß im stationären Fall die Divergenz der Dampfgeschwindigkeit über das Volumenelement verschwinden, das heißt

$$(162) \quad \bar{u}_z(z) \, dx - \bar{u}_z(z+dz) \, dx = u_x(x+dx) \, dz - u_x \, dz$$

sein.

Aus (162) folgt

$$(163) \quad \bar{u}_z \, dx - \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \, dz \, dx - \bar{u}_z \, dx = u_x \, dz - \frac{\partial u_x}{\partial x} \, dx \, dz - u_x \, dz$$

und weiterhin

$$(164) \quad -\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad ^6)$$

Die Bedingung (164) kann, da $\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z}$ nach (161) konstant ist, mit $\frac{\partial u_x}{\partial x} = \text{const} = c^*$ erfüllt werden. Wir erhalten so

$$(165) \quad u_x = c^* x.$$

c^* bestimmen wir aus der Bedingung

$$(166) \quad u_x(a) = \frac{j_0}{r} \frac{\bar{M}_D}{\varrho_D}.$$

(166) bedeutet, daß $u_x(a)$ gleich dem je Zeit- und Flächeneinheit kondensierenden Dampfvolumen ist. Wir erhalten so

$$(167) \quad c^* = \frac{j_0}{r} \frac{\bar{M}_D}{\varrho_D} \frac{1}{a}.$$

Wir haben jetzt die Differentialgleichungen für die Konzentrationsverteilung im Dampf und in der Flüssigkeit aufzustellen. Entsprechend wie für die adiabatisch arbeitende Säule erhalten wir für die leichtersiedende Komponente in der Dampfphase:

Konvektion in der z -Richtung:

$$(168) \quad \frac{dG_1}{dt} = b \, dx \frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} \left\{ u_z(x, z) \tilde{\eta}(x, z) - u_x(x, z+dz) \times \right. \\ \left. \times \tilde{\eta}(x, z+dz) \right\} = -\frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} b \, dx \left\{ \tilde{\eta} \frac{\partial u_x}{\partial z} \, dz + u_x \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial z} \, dz \right\}.$$

Diffusion in der z -Richtung:

$$(169) \quad \frac{dG_2}{dt} = -b \, dx \frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} D_1 \left\{ \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z)}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z+dz)}{\partial z} \right\} = \\ = b \, dx \frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial z^2} \, dz.$$

⁶⁾ Bei strengerer Rechnung müßte an Stelle von \bar{u}_z $u_z(x)$ gesetzt werden. Es läßt sich aber zeigen, daß der gemachte Fehler erst in höheren Näherungen als der von uns berechneten eingeht würde.

Konvektion in der x -Richtung:

$$(170) \quad \frac{dG_3}{dt} = b \, dz \frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} \left\{ u_x \tilde{\eta} - u_x(x+dx) \tilde{\eta}(x+dx) \right\} = \\ = -\frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} b \, dx \, dz \left\{ \tilde{\eta} \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} \right\}.$$

Diffusion in der x -Richtung:

$$(171) \quad \frac{dG_4}{dt} = -\frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} b \, dz \, D_1 \left\{ \frac{\partial \tilde{\eta}(x, z)}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{\eta}(x+dx, z)}{\partial x} \right\} = \\ = \frac{\varrho_D}{\bar{M}_D} b \, dz \, D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} \, dx.$$

Im stationären Falle muß gelten

$$(172) \quad \sum_{i=1}^4 \frac{dG_i}{dt} = 0.$$

Aus (172) folgt mit (168)–(171)

$$(173) \quad -\frac{\partial}{\partial z} (u_x \tilde{\eta}) + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial x} (u_x \tilde{\eta}) + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} = 0.$$

Entsprechend erhalten wir für die flüssige Phase

$$(174) \quad -\frac{\partial}{\partial z} (w \tilde{\xi}) + D_2 \frac{\partial^2 \tilde{\xi}}{\partial z^2} + D_2 \frac{\partial^2 \tilde{\xi}}{\partial \xi^2} = 0.$$

Neben (173) und (174) müssen noch die Nebenbedingungen (35), (56) und (57):

$$\bar{\eta} = \frac{v(z)}{v(z)+1} \frac{\left\{ 1 + \frac{1}{f} \int \varphi_F \delta_F \, df \right\}}{\left\{ 1 + \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D \, df \right\}} \tilde{\xi} + \\ + \frac{1}{v(z)+1} \frac{\tilde{\eta}_s}{\left\{ 1 + \frac{1}{f} \int \varphi_D \delta_D \, df \right\}},$$

$$\frac{\tilde{\eta}(a)}{1-\tilde{\eta}(a)} = \frac{\tilde{\xi}(0)}{1-\tilde{\xi}(0)} e^\delta,$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \xi} \right)_{\xi=s} = 0$$

erfüllt sein.

(35) sagt aus, daß $\bar{\eta}$ und $\tilde{\xi}$ durch die Gleichung der Verstärkungslinie verknüpft sind. Durch (56) ist die Bedingung erfüllt worden, daß an der Phasengrenzfläche Siedegleichgewicht herrschen muß. In (56) wurde $a \gg s$ vorausgesetzt und $a-s$ durch a ersetzt. (57) besagt, daß durch die Spaltwände kein Stoff hindurchtreten kann. Setzen wir φ_D und φ_F [(27), (28)] gleich Null, das heißt, ersetzen wir $u_x(x, z)$ und $w(\xi, z)$ durch $\bar{u}_z(z)$ und $\bar{w}(z)$ und stellen wieder die Bedingungen (59)

$$\delta \ll 1$$

und (60)

$$\tilde{\eta} \ll 1, \quad \tilde{\xi} \ll 1, \quad \frac{\tilde{\eta}_s}{\tilde{\eta}_0} \gg 1,$$

so wird aus (173), (174), (35), (56) und (57) für nicht zu kleine \bar{u}_z und \bar{w}

$$(175) \quad -\frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_z \bar{\eta}) - \frac{\partial}{\partial x}(u_x \bar{\eta}) + D_1 \frac{\partial^2 \bar{\eta}}{\partial x^2} = 0,$$

$$(176) \quad -\frac{\partial}{\partial z}(\bar{w} \bar{\xi}) + D_2 \frac{\partial^2 \bar{\xi}}{\partial z^2} = 0,$$

$$(177) \quad \bar{\eta} = \frac{v(z)}{v(z)+1} \bar{\xi} + \frac{1}{v(z)+1} \bar{\eta}_E,$$

$$(178) \quad \bar{\eta}(a) = \bar{\xi}(0)(1+\delta),$$

$$(179) \quad \left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial \xi} \right)_{\xi=s} = 0.$$

Durch die Gleichungen (175) – (179) wird bei vorgegebenem $v(z)$, \bar{u}_z , u_x , \bar{w} und s unser Rektifikationsproblem mit $\bar{\eta}(0) = \bar{\eta}_0$ vollständig beschrieben. Für fast alle praktischen Fälle ist der Stoffübergangswiderstand in der flüssigen Phase klein gegenüber dem Stoffübergangswiderstand in der Dampfphase. Diese Behauptung kann durch Einsetzen von Zahlenwerten z. B. in (115) verifiziert werden. Da außerdem $s \ll a$ ist, machen wir keinen beträchtlichen Fehler, wenn wir die z -Abhängigkeit von s vernachlässigen und für s einen Mittelwert einsetzen.

Bevor wir mit der Lösung des Differentialgleichungssystems (175), (176) mit den Nebenbedingungen (177) bis (179) beginnen, betrachten wir die Gleichungen

$$(180) \quad D(z) - F(z) = E,$$

$$(181) \quad D(z) \bar{\eta}(z) - F(z) \bar{\xi}(z) = E \bar{\eta}_E.$$

(180) und (181) sind in unserer Näherung $\varphi_F = \varphi_D = 0$ mit (23) und (33) identisch. (180) und (181) sagen dasselbe aus wie (177). Wir erfüllen die Gleichungen (180) und (181) dadurch, daß wir die Rektifizierkolonne so betreiben, wie in Abb. 7 qualitativ dargestellt ist. Die schematisch in Abb. 7 eingezeichnete Rektifizierkolonne soll die Gleichungen (180) und (181) in Beziehung zu der praktischen Trennaufgabe setzen.

Zwischen $z=0$ und $z=H$ soll die Rektifikation bei gleichzeitiger Kondensation eines großen Teils des Dampfes stattfinden. Zwischen $z=H$ und $z=H^*$ soll der restliche Dampf bis auf den zu entnehmenden Dampf E kondensiert werden. Die Strecke $\overline{H^*H}$ soll möglichst klein gehalten werden, so daß die in diesem Gebiet der Trennsäule erfolgende Anreicherung an Leichtersiedendem vernachlässigt werden kann. Das Kondensationsgebiet zwischen H und H^* wurde eingeschaltet, um in dem Gebiet, dessen Trennwirkung wir betrachten, stets eine mittlere Dampfgeschwindigkeit \bar{u}_z zu haben, die größer als \bar{u}^* – siehe (118) – ist. Würde $\bar{u} < \bar{u}^*$, so könnten wir den Einfluß der Rückdiffusion nicht mehr vernachlässigen.

Wir setzen \bar{u}_z , u_x , \bar{w} und $v(z)$ in Beziehung zu den Größen H , $H+\varepsilon$ und $H+\Delta H$. Setzen wir in (161)

$$(182) \quad \frac{\bar{M}_D \dot{q}_0}{r a \bar{u}_{z0} \varrho_D} = \frac{1}{H+\varepsilon},$$

so wird

$$(183) \quad \bar{u}_z(z) = \bar{u}_z(0) \left\{ 1 - \frac{z}{H+\varepsilon} \right\} = \bar{u}_{z0} \left\{ 1 - \frac{z}{H+\varepsilon} \right\}.$$

Durch Vergleich mit (167) erkennen wir

$$(184) \quad c^* = \frac{\bar{u}_{z0}}{H+\varepsilon}.$$

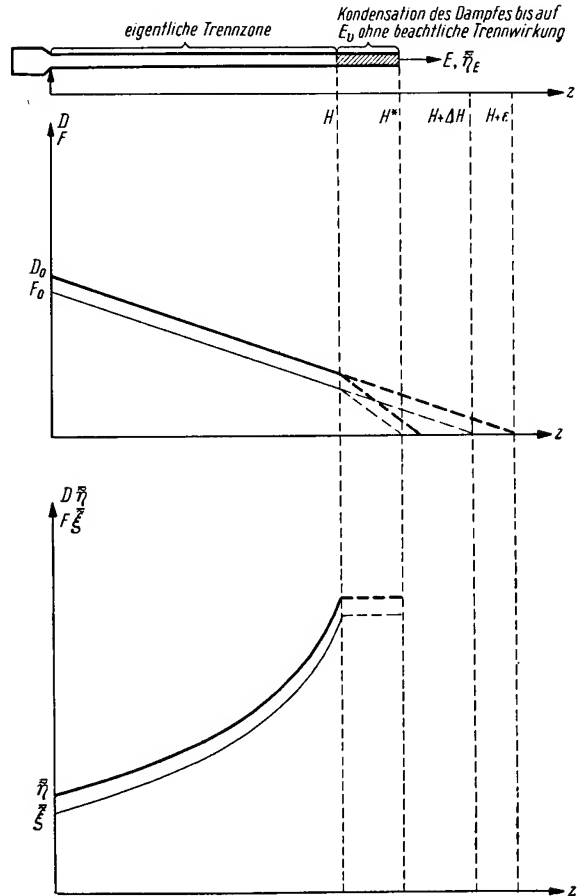


Abb. 7

Damit wird aus (165)

$$(185) \quad u_x = \frac{\bar{u}_{z0}}{H+\varepsilon} x.$$

Beachten wir Abb. 7 und definieren

$$(186) \quad (\bar{w})_z = 0 = \bar{w}_0,$$

so erhalten wir für \bar{w}

$$(187) \quad \begin{aligned} \bar{w} &= \bar{w}_0 \left\{ 1 - \frac{z}{H+\Delta H} \right\} = \\ &= \bar{w}_0 \frac{H+\varepsilon}{H+\Delta H} \left\{ 1 - \frac{z}{H+\varepsilon} - \frac{\varepsilon-\Delta H}{H+\varepsilon} \right\}. \end{aligned}$$

?) \bar{w} bilden wir unter der Annahme einer z -unabhängigen Dicke des Flüssigkeitsfilms $s = \text{const.}$ Für s setzen wir einen Mittelwert ein. Wegen des meist kleinen Stoffübergangswiderstandes in der flüssigen Phase wird der dadurch gemachte Fehler hinreichend klein.

Aus Abb. 7 erkennen wir

$$(188) \quad v(z) + 1 = \frac{F(z) + E}{E} = \frac{D(z)}{E} = \frac{\left(1 - \frac{z}{H + \varepsilon}\right)}{\left(1 - \frac{H + \Delta H}{H + \varepsilon}\right)} = \frac{H + \varepsilon}{\varepsilon - \Delta H} \left(1 - \frac{z}{H + \varepsilon}\right) = (v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{H + \varepsilon}\right)$$

und somit

$$(189) \quad v(z) = (v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{H + \varepsilon}\right) - 1.$$

v_0 ist $(v)_{z=0}$. Durch elementare Umformungen erhalten wir aus (188)

$$(190) \quad v(z) = \frac{H + \Delta H}{\varepsilon - \Delta H} \left\{1 - \frac{z}{H + \Delta H}\right\} = v_0 \left\{1 - \frac{z}{H + \Delta H}\right\}.$$

Durch Vergleich von (188) und (190) erkennen wir

$$(191) \quad \frac{v_0 + 1}{v_0} = \frac{H + \varepsilon}{H + \Delta H}.$$

Mit (191) können wir für \bar{w} schreiben

$$(192) \quad \bar{w} = \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \left\{1 - \frac{z}{H + \varepsilon} - \frac{1}{v_0 + 1}\right\} = \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \left\{1 - \frac{z}{H + \varepsilon}\right\} - \frac{\bar{w}_0}{v_0}.$$

Weiterhin kürzen wir $H + \varepsilon$ ab durch

$$(193) \quad H + \varepsilon = \beta.$$

Die Differentialgleichung (175)

$$-\frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}_z \bar{\eta}) - \frac{\partial}{\partial x} (u_z \bar{\eta}) + D_1 \frac{\partial^2 \bar{\eta}}{\partial x^2} = 0$$

lösen wir nach Einsetzen von (183), (185) und (193) mit dem Ansatz

$$(194) \quad \bar{\eta}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(z) x^n.$$

Wir erhalten, wenn wir $\bar{\eta}(x, z) = \bar{\eta}(-x, z)$ beachten und nach quadratischen Gliedern von x abbrechen,

$$(195) \quad \bar{\eta}(x, z) = c_0(z) + \frac{\bar{u}_{z0}}{2D_1} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} x^2. \quad ^8)$$

Wir berechnen noch

$$(196) \quad \bar{\eta} = \frac{1}{a} \int_0^a \bar{\eta} dx$$

und erhalten mit (73)

$$(197) \quad \bar{\eta} = c_0 + \frac{\tau_1 \bar{u}_{z0}}{3} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz}.$$

Die Differentialgleichung (176)

$$-\frac{\partial}{\partial z} (\bar{w} \bar{\xi}) + D_2 \frac{\partial^2 \bar{\xi}}{\partial z^2} = 0$$

⁸⁾ Die Konvergenz der Reihe (194) wird im Anhang bewiesen.

lösen wir nach Einsetzen von (192) und (193) mit dem Ansatz

$$(198) \quad \bar{\xi} = \sum_{n=0}^{\infty} c_{Fn}(z) \xi^n.$$

Beachten wir (179)

$$\left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial \xi}\right)_{\xi=s} = 0,$$

so erhalten wir

$$(199) \quad \begin{aligned} \bar{\xi} = & c_{F0} + \frac{1}{D_2} \left\{ \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} c_{F0} - \frac{\bar{w}_0}{v_0} \times \right. \\ & \times \left[(v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) - 1 \right] \frac{dc_{F0}}{dz} \Big\} \xi s \dots \\ & - \frac{1}{2D_2} \left\{ \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} c_{F0} - \frac{\bar{w}_0}{v_0} \times \right. \\ & \times \left[(v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) - 1 \right] \frac{dc_{F0}}{dz} \Big\} \xi^2. \end{aligned}$$

Aus der Bedingung (178)

$$\bar{\eta}(a) = \bar{\xi}(0)(1 + \delta)$$

erhalten wir durch Einsetzen von (195) und (199)

$$(200) \quad c_{F0} = (1 - \delta) \left\{ c_0 + \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} \right\}$$

und somit

$$(201) \quad \begin{aligned} \bar{\xi} = & (1 - \delta) \left\{ c_0 + \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} + \right. \\ & + \frac{1}{D_2} \left\{ \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} c_0 + \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} - \right. \\ & - \frac{\bar{w}_0}{v_0} \left[(v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) - 1 \right] \left[\frac{dc_0}{dz} - \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \frac{dc_0}{dz} + \right. \\ & + \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{d^2 c_0}{dz^2} \Big\} \Big\} s \xi - \frac{1}{2D_2} \left\{ \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} c_0 + \right. \\ & + \frac{\bar{w}_0}{\beta} \frac{v_0 + 1}{v_0} \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} - \\ & - \frac{\bar{w}_0}{v_0} \left[(v_0 + 1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) - 1 \right] \left[\frac{dc_0}{dz} - \right. \\ & - \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \frac{dc_0}{dz} + \tau_1 \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{d^2 c_0}{dz^2} \Big\} \Big\} \xi^2. \end{aligned}$$

Für

$$(202) \quad \bar{\xi} = \frac{1}{s} \int_s^{\xi} \bar{\xi} d\xi$$

erhalten wir

$$(203) \quad \begin{aligned} \bar{\xi} = & (1 - \delta) \left\{ \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) c_0 + \right. \\ & + \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \left[\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{w}_0 \bar{u}_{z0} \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \right. \\ & - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \Big] \frac{dc_0}{dz} + \\ & + \left[\frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{1}{v_0} - \frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{1}{\beta} \frac{1}{v_0} \right] \frac{dc_0}{dz} + \\ & + \left[-\frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 + \right. \\ & + \frac{2}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{1}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \Big] \frac{d^2 c_0}{dz^2} \Big\}. \end{aligned}$$

$c_0(z)$ beschreibt die z -Abhängigkeit der relativen molaren Konzentration an Leichtersiedendem. Da wir nur Trennvorgänge mit kleinen Trennfaktoren betrachten, wird der Anstieg $\frac{dc_0}{dz}$ klein sein. Für nicht zu große Wärmeableitung durch die Kolonnenwände wird c_0 den ungefähren Verlauf $e^{\delta z}$ haben. Für $\frac{dc_0}{dz}$ erhalten wir dann $\frac{dc_0}{dz} \approx \delta c_0$ und für $\frac{d^2 c_0}{dz^2} \approx \delta^2 c_0$.¹⁰⁾

Da wir Glieder mit δ^2 als Faktor vernachlässigen wollen, vernachlässigen wir im folgenden $\frac{d^2 c_0}{dz^2}$ gegen $\frac{dc_0}{dz}$ und c_0 . Das Mindestrücklaufverhältnis $(v_M)_{z=0} = v_{M_0}$ wird auch im nichtadiabatischen Falle von der Größenordnung (151)

$$v_{M_0} \approx \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta}$$

sein.

Aus (151) folgt

$$(204) \quad \frac{1}{v_{M_0}} \approx \frac{\tilde{\eta}_0}{\tilde{\eta}_E} \cdot \delta < \delta.$$

Wir können also Glieder mit $\frac{1}{v_{M_0}} \frac{dc_0}{dz}$ im weiteren vernachlässigen.

Mit diesen Vernachlässigungen erhalten wir aus (197) und (203)

$$(205) \quad \tilde{\eta} = c_0 + \frac{\tau_1 \bar{u}_{z0}}{3} \cdot \frac{dc_0}{dz} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)$$

und

$$(206) \quad \tilde{\xi} = (1 - \delta) \left\{ \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) c_0 + \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \left[\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \right] \frac{dc_0}{dz} \right\}.$$

Setzen wir (205) und (206) in (177)

$$\tilde{\eta} = \frac{v(z)}{v(z) + 1} \tilde{\xi} + \frac{1}{v(z) + 1} \tilde{\eta}_E$$

ein, so erhalten wir

$$(207) \quad c_0 \left\{ \left[\frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \delta \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) \right] \times \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) - \frac{(1 - \delta)}{v_0 + 1} \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) \right\} + \frac{dc_0}{dz} \left\{ \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \right] - \delta \left(\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \right) \right\} - \frac{(1 - \delta)}{v_0 + 1} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \left[\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \right] + \frac{\tilde{\eta}_E}{v_0 + 1} = 0.$$

⁹⁾ Siche Berechnung der Trennwirkung der adiabatisch betriebenen Säule.

¹⁰⁾ An dem Ergebnis für $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}(z)$ erkennt man leicht, daß auch für die nichtadiabatisch betriebene Kolonne ähnliche Größenverhältnisse für c_0 , $\frac{dc_0}{dz}$ und $\frac{d^2 c_0}{dz^2}$ herrschen. Durch Einbeziehen von $\frac{d^2 c_0}{dz^2}$ in die Rechnung kann leicht gezeigt werden, daß $\frac{d^2 c_0}{dz^2}$ vernachlässigt werden darf.

Wir führen folgende Abkürzungen ein:

$$(208) \quad \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \delta \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) = A,$$

$$(209) \quad -\frac{(1 - \delta)}{v_0 + 1} \left(1 + \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta}\right) = B,$$

$$(210) \quad \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \delta \left(\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} \right) = C,$$

$$(211) \quad -\frac{(1 - \delta)}{v_0 + 1} \left[\tau_1 \bar{u}_{z0} + \frac{4}{3} \tau_1 \tau_2 \bar{u}_{z0} \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{v_0 + 1}{v_0} \frac{1}{\beta} \right] = D,$$

$$(212) \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{v_0 + 1} = E^*.$$

Mit (208)–(212) folgt aus (207)

$$(213) \quad c_0 \left\{ A \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) + B \right\} + \frac{dc_0}{dz} \left\{ C \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 + D \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \right\} + E^* = 0.$$

Aus der Differentialgleichung (213) bestimmen wir $c_0(z)$.

Wir lösen die aus (213) durch Nullsetzen von E^* entstehende homogene Differentialgleichung

$$(214) \quad \frac{dc'_0}{dz} \left\{ C \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 + D \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \right\} + c'_0 \left\{ A \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) + B \right\} = 0.$$

Aus (214) folgt

$$(215) \quad \frac{dc'_0}{c'_0} = - \frac{A \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) + B}{C \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 + D \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)} dz$$

und daraus durch Integration

$$(216) \quad \ln \frac{c'_0(z)}{c'_0(0)} = - \int_0^z \frac{A}{C \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) + D} dz - \int_0^z \frac{B}{C \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^2 + D \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)} dz.$$

Durch elementare Integrationen und Umformungen erhalten wir

$$(217) \quad c'_0(z) = c'_0(0) \left(1 - \frac{C}{C + D} \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C + D}} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta} + \frac{D}{C}}\right)^{-\frac{B}{D + C}}.$$

¹¹⁾ E^* wurde gesetzt, um Verwechslungen mit der Entnahmemenge E zu vermeiden.

An den Gleichungen (210) und (211) erkennen wir wegen $\frac{1}{v_0} \ll 1$

$$(218) \quad \frac{C}{C+D} \approx 1.$$

Wie man durch Einsetzen von Zahlenwerten leicht verifizieren kann, ist für nicht zu kleines $1 - \frac{z}{\beta}$, das heißt für Dampfgeschwindigkeiten $\bar{u} > \bar{u}^*$ [siehe (118)]

$$(219) \quad \frac{D}{C} \ll 1 - \frac{z}{\beta}.$$

Wir können deshalb für (217) schreiben

$$(220) \quad c'_0(z) = c'_0(0) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{-\frac{B}{D}\beta}.$$

Wir lösen die inhomogene Differentialgleichung (213) mit dem Ansatz

$$(221) \quad c_0(z) = c_1(z) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{-\frac{B}{D}\beta}.$$

Wir erhalten durch Einsetzen von (221) in (213), wenn wir wiederum $D \ll C$ beachten,

$$(222) \quad c_1(z) - c_1(0) = -\frac{E^*}{C} \int_0^z \frac{\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{\frac{B}{D}\beta}}{\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^3} dz = -\frac{E^*}{C} \int_0^z \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta-2} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{\frac{B}{D}\beta} dz.$$

Beachten wir (219), so können wir in (222) $\left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{\frac{B}{D}\beta}$ nach Potenzen von $\frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}$ entwickeln. Brechen

wir die Entwicklung nach dem linearen Gliede ab, so wird aus (222)

$$(223) \quad c_1(z) - c_1(0) = -\frac{E^*}{C} \int_0^z \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-2} \left(1 - \frac{B}{C} \beta \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right) dz = -\frac{E^*}{C} \left\{ \int_0^z \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-2} dz - \int_0^z \frac{B}{C} \beta \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-3} \frac{z}{\beta} dz \right\}.$$

Führen wir die Integration in (223) aus, so erhalten wir

$$(224) \quad c_1(z) - c_1(0) = -\frac{E^*}{C} \left\{ \frac{\beta}{\frac{A}{C}\beta+1} \left[\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-1} - 1 \right] + \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+1} \left[\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-1} - 1 \right] - \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+2} \left[\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{A}{C}\beta-2} - 1 \right] \right\}.$$

Setzen wir (224) in den Ausdruck (221) für $c_0(z)$ ein, so erhalten wir nach elementaren Umformungen

$$(225) \quad c_0(z) = \left\{ c_1(0) + \frac{E^*}{C} \left(\frac{\beta}{\frac{A}{C}\beta+1} + \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+1} - \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+2} \right) \right\} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{-\frac{B}{D}\beta} - \frac{E^*}{C} \left(\frac{\beta}{\frac{A}{C}\beta+1} + \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+1} - \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta+2} - \frac{\beta + \beta^2 \frac{B}{C}}{\frac{A}{C}\beta+1} \frac{z}{\beta} \right) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-2} \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{-\frac{B}{D}\beta}.$$

Es gilt (205):

$$\bar{\eta} = c_0 + \frac{\tau_1 \bar{u}_{z0}}{3} \frac{dc_0}{dz} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right).$$

In (205) ist $\frac{\tau_1 \bar{u}_{z0}}{3}$ von der Größenordnung 1, $\left(1 - \frac{z}{\beta}\right) < 1$ und $\frac{dc_0}{dz}$ von der Größenordnung δc_0 . Wir dürfen deshalb genähert setzen

$$(226) \quad \bar{\eta}_0(z) = c_0(z).$$

Setzen wir (225) in (226) ein und setzen $z=0$, so ergibt sich

$$(227) \quad \bar{\eta}(0) = \bar{\eta}_0 = c_1(0).$$

Wir erhalten so nach elementaren Umformungen

$$(228) \quad \bar{\eta}(z) = \bar{\eta}_0 \left\{ \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta} + \frac{E^*}{\bar{\eta}_0 C} \left(\frac{\beta + \frac{\beta^2 B}{C}}{\beta + 1} - \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C}\beta + 2} \right) \left(\left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{\frac{A}{C}\beta} - \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{E^*}{\bar{\eta}_0 C} \frac{\beta + \beta^2 \frac{B}{C}}{\frac{A}{C}\beta + 1} \frac{z}{\beta} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-2} \right\} \left[1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}} \right]^{-\frac{B}{D}\beta}.$$

Wir betrachten die in (228) auftretenden Kombinationen der Abkürzungen (208)–(212).

Es ist

$$(229) \quad \frac{A}{C}\beta = \frac{\frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \delta\left(\beta + \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}\right)}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \delta\left(\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}\right)}.$$

Da in den uns interessierenden Fällen die Kolonnenhöhe $H + \varepsilon = \beta \gg 1$ und $\delta \ll 1$ ist, können wir, da $\tau_1\bar{u}_{z0}$ und $\tau_2\bar{w}_0$ von der Größenordnung 1 sind, an Stelle von (229) den genäherten Ausdruck

$$(230) \quad \frac{A}{C}\beta \approx \frac{\frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0 - \delta\beta}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0} = \frac{\frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0 + \frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \delta\beta}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0} \approx \frac{-\delta\beta + \frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0}}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0} - 1$$

schreiben.

Weiter sind:

$$(231) \quad \frac{E^*}{\bar{\eta}_0 C} = \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0(v_0+1)} \cdot \frac{1}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \delta\left(\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}\right)} \approx \\ \approx \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0(v_0+1)} \frac{1}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0},$$

$$(232) \quad \frac{\beta^2 B}{C} = \frac{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \delta\left(\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}\right)}{\beta^2} \approx \\ \approx \frac{\beta^2}{(v_0+1) \left\{ \frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0 \right\}},$$

$$(233) \quad \frac{D}{C} = \frac{(1-\delta)}{v_0+1} \frac{\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \delta\left(\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}\right)} \approx \\ \approx -\frac{1}{v_0+1} \frac{\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}} = -\frac{1}{v_0+1} \frac{\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0},$$

$$(234) \quad \frac{B}{D}\beta = \frac{\left(1 + \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta}\right)\beta}{\tau_1\bar{u}_{z0} + \frac{4}{3}\tau_1\tau_2\bar{u}_{z0}\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0} - \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0\frac{v_0+1}{v_0}} = \frac{\beta}{\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0},$$

$$(235) \quad \left(1 - \frac{D}{C} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}\right)^{-\frac{B}{D}\beta} \approx 1 + \frac{D}{C} \frac{B}{D} \beta \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}} \approx 1 - \frac{\beta}{v_0+1} \frac{1}{\frac{2}{3}\tau_1\bar{u}_{z0} - \frac{2}{3}\tau_2\bar{w}_0} \frac{\frac{z}{\beta}}{1 - \frac{z}{\beta}}.$$

Aus (230)–(235) erhalten wir weiter:

$$(236) \quad \frac{\beta + \frac{\beta^2 B}{C}}{\frac{A}{C} \beta + 1} \approx \frac{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 - \frac{\beta}{v_0 + 1}}{-\delta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta}},$$

$$(237) \quad \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C} \beta + 2} \approx \frac{\frac{\beta}{v_0 + 1}}{-\delta + \left(\frac{4}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \right) \frac{1}{\beta}},$$

$$(238) \quad \frac{E^*}{\bar{\eta}_0 C} \left(\frac{\beta + \frac{\beta^2 B}{C}}{\frac{A}{C} \beta + 1} - \frac{\beta^2 B}{C} \cdot \frac{1}{\frac{A}{C} \beta + 2} \right) =$$

$$= \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0 (v_0 + 1)} \frac{1}{\left(-\delta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \right)} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{\beta}{(v_0 + 1) \left\{ \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \right\}} \right) \times$$

$$\times \left(1 - \frac{-\delta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta}}{-\delta + \frac{4}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{1}{\beta}} \right).$$

Durch Einsetzen von Zahlenwerten läßt sich zeigen, daß für alle praktischen Fälle

$$\frac{\beta}{(v_0 + 1) \left\{ \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \right\}} \ll 1$$

ist. Da der Ausdruck

$$1 - \frac{-\delta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta}}{-\delta + \frac{4}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 \frac{1}{\beta}}$$

von der Größenordnung 1 ist, kann an Stelle von (238) gesetzt werden:

$$(239) \quad \frac{E^*}{\bar{\eta}_0 C} \left(\frac{\beta + \frac{\beta^2 B}{C}}{\frac{A}{C} \beta + 1} - \frac{\beta^2 B}{C} \frac{1}{\frac{A}{C} \beta + 2} \right) \approx$$

$$\approx \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0 (v_0 + 1)} \frac{1}{-\delta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta}}.$$

Definieren wir als Mindestrücklaufverhältnis v_{M_0} für die nichtadiabatisch betriebene Trennsäule

$$(240) \quad v_{M_0} + 1 \approx v_{M_0} = \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0 \left(\delta - \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \right)}$$

und setzen die Ausdrücke (229)–(240) in (228) ein, so erhalten wir nach elementarer Rechnung

$$(241) \quad \bar{\eta}(z) = \bar{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{\frac{A}{C} \beta} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-1} \right\} \left\{ 1 - \frac{\beta}{v_0 + 1} \frac{1}{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0} \frac{z}{1 - \frac{z}{\beta}} \right\}.$$

Hierbei ist

$$(242) \quad \frac{A}{C} \beta = \frac{-\delta \beta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0}}{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0} - 1.$$

Bilden wir aus (241) die Ableitung $\frac{d\bar{\eta}(z)}{dz}$ an der Stelle $z=0$, so wird dieser Ausdruck für $v_0 = v_{M_0}$ bis auf Größen der von uns vernachlässigten Größenordnung zu Null. v_{M_0} hat also wirklich die Bedeutung eines Mindestrücklaufverhältnisses.

Ist noch

$$\frac{\beta}{v_0 + 1} \frac{1}{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0} \frac{z}{1 - \frac{z}{\beta}} \ll 1,$$

so kann für $\bar{\eta}(z)$ geschrieben werden:

$$(243) \quad \bar{\eta}(z) = \bar{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{\frac{-\delta \beta + \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0}}{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0} - 1} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-1} \right\}.$$

Wir benutzen folgende Abkürzungen:

$$(244) \quad h_0^\infty = \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0, \quad [\text{entspricht (117)}],$$

$$(245) \quad \delta - \frac{\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0}}{\beta} = \delta^{**}$$

und erhalten

$$(246) \quad \bar{\eta}(z) = \bar{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-\frac{\delta^{**} \beta}{h_0^\infty} - 1} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-1} \right\}.$$

h_0^∞ hat in (246) nicht mehr die Bedeutung einer Trennstufenhöhe.

Für $v_0 \rightarrow \infty$ erhalten wir aus (246)

$$(247) \quad \bar{\eta}(z) = \bar{\eta}_0 \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-\frac{\delta^{**} \beta}{h_0^\infty} - 1}.$$

Machen wir den Grenzübergang $\beta \rightarrow \infty$, d. h., gehen wir, wie an Abb. 7 leicht zu erkennen ist, zum adiabatischen Betriebsfall über, so folgt, wenn wir (245) beachten,

$$(248) \quad \lim_{\beta \rightarrow \infty} \bar{\eta}(z) = \lim_{\beta \rightarrow \infty} \bar{\eta}_0 \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-\frac{\delta^{**} \beta}{h_0^\infty} - 1} = \bar{\eta}_0 e^{\frac{\delta}{h_0^\infty} z}.$$

Die an die Formel (246) zu stellende notwendige Bedingung, daß sie für $v_0 \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow \infty$ die Trennwirkung der adiabatisch mit unendlichem Rücklaufverhältnis betriebenen Säule beschreiben muß, ist also erfüllt. Entsprechend läßt sich zeigen, daß (246) für $\beta \rightarrow \infty$ in (152) übergeht, wenn wir $v_0 = v$ und $v_{M_0} = v_M$ setzen.

Setzen wir $\frac{\beta}{h_0^\infty} = n_1^*$, so erhalten wir, wenn wir $\tilde{\eta}_E = (\tilde{\eta})_{z=H}$ beachten, aus (246)

$$(249) \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{H}{\beta} \right)^{-n_1^{*\delta^{**}-1}} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{H}{\beta} \right)^{-1} \right\}.$$

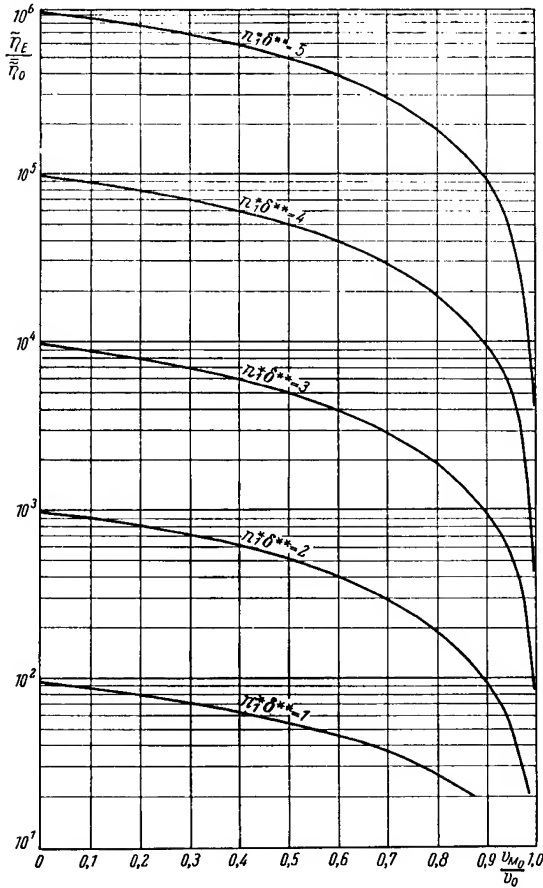


Abb. 8. $\tilde{\eta}_E/\tilde{\eta}_0$ als Funktion des Quotienten von Mindestrücklaufverhältnis und Rücklaufverhältnis v_M/v_0 mit $n_1^*\delta^{**}$ als Parameter; $H/\beta = 0,9$ [s. Formel (249)]

Für den Fall $\frac{H}{\beta} = \frac{H}{H+\varepsilon} = 0,9$ erhalten wir die in Abb. 8 dargestellte Abhängigkeit $\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0}$ als Funktion von $\frac{v_{M_0}}{v_0}$ mit $n_1^*\delta^{**}$ als Parameter.

Diskussion der Ergebnisse

Wir haben die Trennwirkung für eine adiabatisch und eine nichtadiabatisch betriebene Rektifiziersäule berechnet. Die Rektifizierkolonne ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Sie besteht aus der Blase B und der Trenn-

säule. Die Trennsäule ist ein Spalt der Breite $2a$, der Tiefe b und der Höhe $H+K$. Es soll $2a \ll b$ sein. Bei adiabatischem Betrieb wird die Strecke H (Abb. 2) der Säule isoliert, bei nichtadiabatischem Betrieb wird auf der Strecke H je Flächen- und Zeiteinheit der Säule die Wärmemenge $-j_0$ entzogen. Auf der Strecke K wird in beiden Betriebsfällen der Dampf bis auf die Entnahmemenge E kondensiert. Die Strecke K soll so klein sein, daß sie keinen merklichen Beitrag zur Trennwirkung gibt. Wir erhalten unter den Bedingungen (59)

$$\delta \ll 1$$

und (60):

$$\tilde{\eta} \ll 1; \quad \tilde{\xi} \ll 1; \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \gg 1$$

im adiabatischen Betriebsfall für die relative molare Konzentration des Leichtersiedenden in der Dampfphase (152)

$$\tilde{\eta}(z) = \tilde{\eta}_0 \left\{ \frac{v_M}{v} + e^{\frac{\delta z}{h^\infty}} \left[1 - \frac{v_M}{v} \right] \right\}.$$

v ist das Rücklaufverhältnis und (151)

$$v_M = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta}$$

das Mindestrücklaufverhältnis für die vorgegebene Trennaufgabe.

h^∞ ist durch (117)

$$h^\infty = \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}$$

definiert und stellt die Höhe einer theoretischen Trennstufe für die mit $v \rightarrow \infty$ betriebene Trennsäule dar. \bar{u} und \bar{w} sind die mittleren Geschwindigkeiten von Dampf und Flüssigkeit, τ_1 und τ_2 durch (73) und (81) definierte Zeiten. $\tilde{\eta}_0$ ist die mittlere relative molare Konzentration an Leichtersiedendem an der Stelle $z=0$.

Unter den Bedingungen (59) und (60) erhalten wir für den nichtadiabatischen Betriebsfall (246)

$$\tilde{\eta}(z) = \tilde{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-\frac{\delta^{**}\beta}{h_0^\infty} - 1} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-1} \right\}.$$

Hierbei ist v_0 das Verhältnis von durch den Querschnitt $z=0$ je Zeiteinheit hindurchtretender Flüssigkeitsmenge und Entnahmemenge, also das an der Stelle $z=0$ herrschende Rücklaufverhältnis. v_{M_0} ist das auf die gleiche Weise definierte Mindestrücklaufverhältnis (240)

$$v_{M_0} = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta - \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z=0} \frac{1}{\beta}}.$$

Benutzen wir (245), so folgt (240a)

$$v_{M_0} = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta^{**}}.$$

Hierbei ist \bar{u}_{z0} die über den Querschnitt $z=0$ gemittelte z -Komponente der Dampfgeschwindigkeit und β eine durch Abb. 7 definierte Länge $\beta = H + \varepsilon$.

h_0^∞ ist durch (244)

$$h_0^\infty = \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0$$

definiert. \bar{w}_0 ist die mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit an der Stelle $z=0$.

Die Größen τ_1 , τ_2 usw. sind mit den für den adiabatischen Betriebsfall definierten entsprechenden Größen identisch.

Um entscheiden zu können, welche Betriebsweise der Säule die günstigste ist, haben wir die Trennwirkungen zu vergleichen.

Dieselbe Säule soll hierzu einmal adiabatisch und einmal nichtadiabatisch betrieben werden. Es soll in beiden Fällen dasselbe Gemisch mit der relativen molaren Konzentration $\bar{\eta}_0$ an Leichtersiedendem getrennt werden. Die mittleren Geschwindigkeiten von Dampf und Flüssigkeit im adiabatischen Betriebsfälle sollen gleich den mittleren Geschwindigkeiten an der Stelle $z=0$ im nichtadiabatischen Betriebsfälle sein. In beiden Fällen soll am Kolonnenkopf je Zeiteinheit die gleiche Dampfmenge entnommen werden, d. h., v wird gleich v_0 . Für hinreichend lange Säulen wird

$$(250) \quad \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \ll \delta.$$

Für Fälle, die der Bedingung (250) genügen, wollen wir die Trennwirkung in beiden Betriebsfällen vergleichen. Unter der Bedingung (250) wird

$$(251) \quad \delta \approx \delta^{**}$$

und damit

$$(252) \quad v_M \approx v_{M_0}.$$

Da nach den oben für den Vergleich aufgestellten Bedingungen $h^\infty = h_0^\infty$ und $v = v_0$ wird, haben wir

$$(253) \quad \frac{(\bar{\eta}(z))_{\text{ad}}}{\bar{\eta}_0} = \frac{v_{M_0}}{v_0} + e^{\frac{\delta z}{h_0^\infty}} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right)$$

mit

$$(254) \quad \frac{(\bar{\eta}(z))_{\text{nichtad}}}{\bar{\eta}_0} = \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-1} + \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta \beta}{h_0^\infty} - 1} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right)$$

zu vergleichen. Zu diesem Zwecke führen wir

$$(255) \quad \frac{\delta \beta}{h_0^\infty} + 1 = m \quad \text{und}$$

$$(256) \quad \frac{\delta}{h_0^\infty} = \nu$$

ein.

Setzen wir (255) und (256) in (253) und (254) ein, so erhalten wir

$$(257) \quad \begin{aligned} \frac{(\bar{\eta}(z))_{\text{ad}}}{\bar{\eta}_0} &= \frac{v_{M_0}}{v_0} + e^{\nu z} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right) = \\ &= \lim_{m \rightarrow \infty} \left\{ \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{\nu z}{m-1}\right)^{-1} + \right. \\ &\quad \left. + \left(1 - \frac{\nu z}{m-1}\right)^{-m} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right) \right\} \end{aligned}$$

und

$$(258) \quad \begin{aligned} \frac{(\bar{\eta}(z))_{\text{nichtad}}}{\bar{\eta}_0} &= \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{\nu z}{m-1}\right)^{-1} + \\ &\quad + \left(1 - \frac{\nu z}{m-1}\right)^{-m} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right). \end{aligned}$$

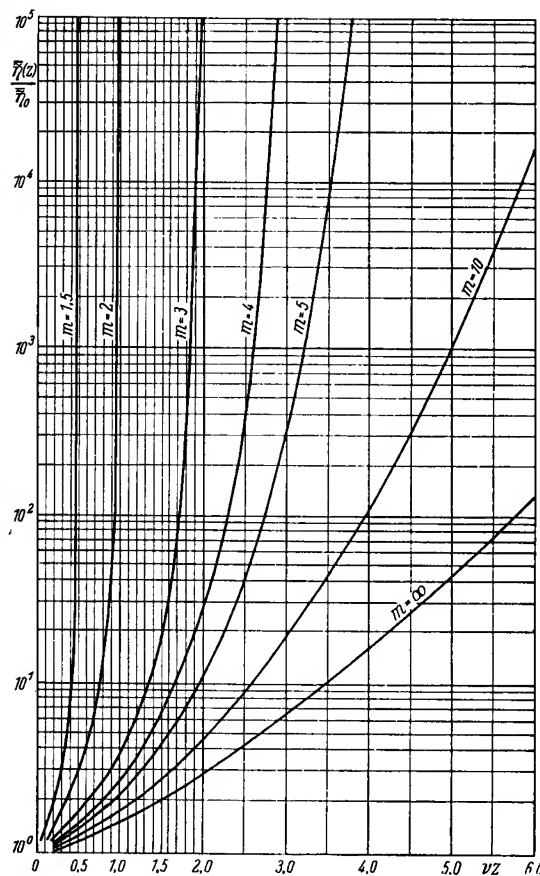


Abb. 9. $\bar{\eta}(z)/\bar{\eta}_0$ als Funktion von νz mit m als Parameter; $v_{M_0}/v_0 = 0,7$ [s. Formeln (257) und (258)]

Abb. 9 stellt $\frac{\bar{\eta}(z)}{\bar{\eta}_0}$ als Funktion von νz mit m als Parameter für $\frac{v_{M_0}}{v_0} = 0,7$ dar. Abb. 10 gibt dieselben Funktionen für $v_0 \rightarrow \infty$ wieder. Da wegen (182) $\beta = H + \varepsilon$ umgekehrt proportional zu j_0 ist, ist $\frac{1}{m}$ ein Maß für den Wärmeentzug je Flächen- und Zeiteinheit aus der Rektifiziersäule. Für $m \rightarrow \infty$ erhalten wir den adiabatischen Betriebsfall.

An Abb. 9 und Abb. 10 erkennen wir, daß die Konzentration im nichtadiabatischen Betriebsfalle wesentlich schneller mit z ansteigt als im adiabatischen Betriebsfalle. Es muß allerdings beachtet werden, daß die Formeln (257) und (258) nur gelten, wenn stets $\bar{u}_z > \bar{u}^* \approx \sqrt{2} \frac{D_1}{a}$ ist.

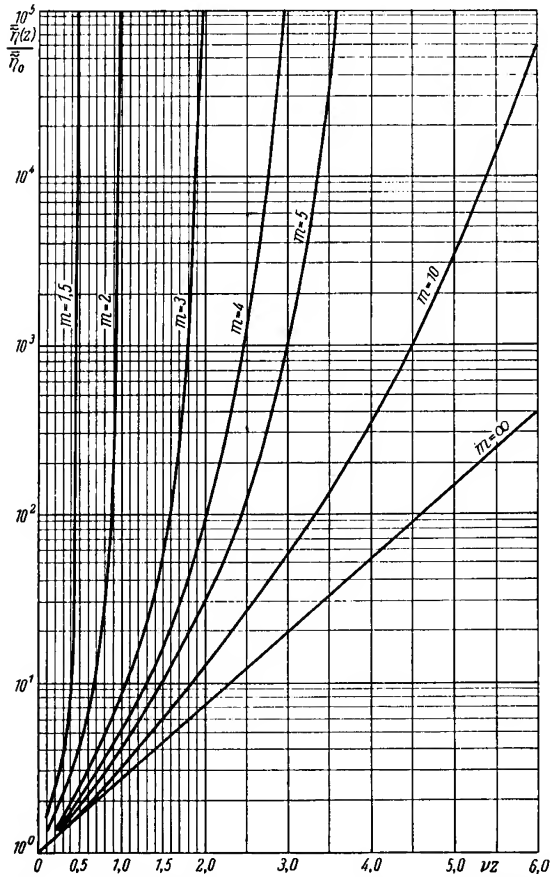


Abb. 10. $\bar{\eta}(z)/\bar{\eta}_0$ als Funktion von z/a mit m als Parameter; $v_0 \rightarrow \infty$ [s. Formeln (257) und (258)]

Für kleinere $\bar{u}_z(z)$ kann der Einfluß der Rückdiffusion nicht mehr vernachlässigt werden. Setzen wir in (257) und (258) $z=H$, so erhalten wir

$$(259) \quad \frac{(\bar{\eta}_E)_{\text{ad}}}{\bar{\eta}_0} = \frac{v_{M_0}}{v_0} + e^{vH} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right)$$

und

$$(260) \quad \frac{(\bar{\eta}_E)_{\text{nichtad}}}{\bar{\eta}_0} = \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{vH}{m-1}\right)^{-1} + \left(1 - \frac{vH}{m-1}\right)^{-m} \left(1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right).$$

Abb. 11 stellt den Quotienten aus relativer molarer Konzentration an Leichtersiedendem im Kopfprodukt und relativer molarer Konzentration an Leichtersiedendem im Sumpf, also den Anreicherungsfaktor als Funktion von $\frac{v_{M_0}}{v_0}$ mit $m-1$ als Parameter dar, wenn $\frac{vH}{m-1} = 0,9$ ist. $\frac{vH}{m-1} = 0,9$ bedeutet wegen (255), (256), (183) und (193), daß die Säule so betrieben wird, daß die

Dampfgeschwindigkeit an der Stelle $z=H$ noch 10% der Dampfgeschwindigkeit an der Stelle $z=0$ beträgt. Ein weiteres Herabsetzen der Dampfgeschwindigkeit dürfte in den meisten Fällen nicht lohnen, da dann der Einfluß der Rückdiffusion am oberen Kolonnenende schon merklich wird. Es empfiehlt sich deshalb, hinter

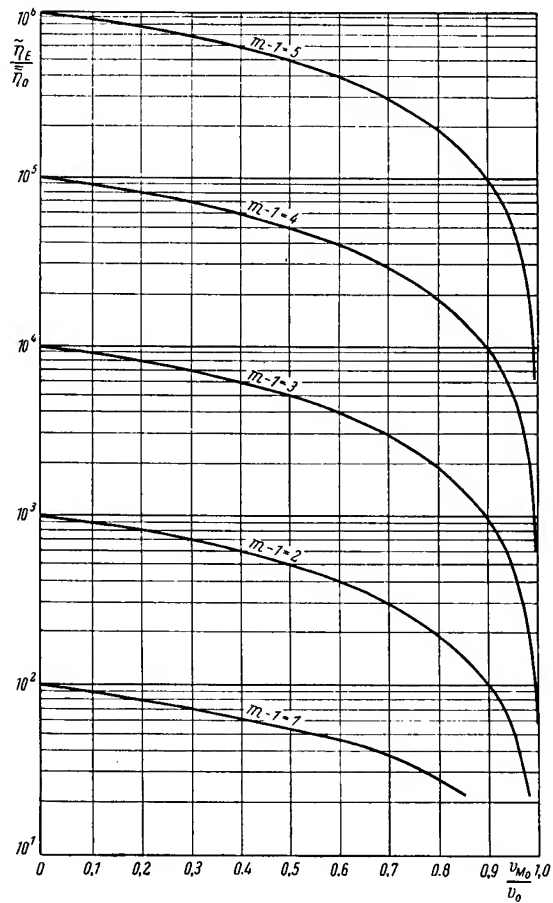


Abb. 11. $\bar{\eta}_E/\bar{\eta}_0$ als Funktion von v_{M_0}/v_0 mit $m-1$ als Parameter; $vH/(m-1) = 0,9$ [s. Formel (260)]

diese Kolonne eine weitere mit kleinerem Spaltdurchmesser zu schalten.

Abb. 11 ist, wenn wir $n_1^* \delta^{**} + 1 = m$ setzen, mit Abb. 8 identisch.

An Abb. 9 und Abb. 10 erkennen wir, daß unter den Bedingungen (59), (60) und (250):

$$\delta \ll 1,$$

$$\bar{\eta} \ll 1; \quad \bar{\xi} \ll 1; \quad \frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0} \gg 1,$$

$$\frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z0} \frac{1}{\beta} \ll \delta$$

die Trennwirkung der nichtadiabatisch betriebenen Säule wesentlich größer ist als die der adiabatisch betriebenen Säule. Die Bedingungen (59) und (60) schränken die Allgemeinheit der Betrachtungen nicht wesentlich ein, da gerade die Trennaufgaben, die diese Bedingungen erfüllen, große Trennstufenzahlen bei möglichst großen

Durchsätzen erfordern. Die Bedingung (250) kann durch Wahl von H und ε leicht erfüllt werden. Die nichtadiabatische Betriebsweise dürfte sich besonders zur Trennung von Isotopengemischen eignen, da hier in praktisch allen Fällen große Trennstufenzahlen bei möglichst großen Durchsätzen notwendig sind. Diese Bedingung ergibt sich für die Trennung von Isotopengemischen dadurch, daß der Trennfaktor und die Ausgangskonzentration der zu gewinnenden Komponente im allgemeinen sehr klein sind.

Eine ähnliche Rechnung wie für die Verstärkersäule läßt sich auch für die Abtriebsäule durchführen. Es müßte der Abtriebsäule in diesem Falle Wärme von außen zugeführt werden. Außerdem sollte in ihr die Konzentration der schwerersiedenden Komponente klein gegen 1 sein.

Die Trennwirkung einer nichtadiabatisch betriebenen Säule wurde am Beispiel eines Trennspaltes berechnet. Die Ergebnisse bleiben qualitativ auch für Rohrbündelkolonnen erhalten. In Füllkörperkolonnen mit Schüttungen, bei denen die Trennstufenhöhe monoton mit dem Durchsatz ansteigt, dürfte die nichtadiabatische Betriebsweise ebenfalls eine bessere Trennwirkung als die adiabatische hervorbringen. Es ist hierbei zu beachten, daß die nichtadiabatische Betriebsweise in Füllkörperkolonnen nur für die von außen beheizte Abtriebsäule angewendet werden kann, da eine äußere Kühlung der Verstärkersäule eine Randgängigkeit (Ablaufen der Flüssigkeit am Säulenmantel) hervorrufen würde, die die Trenneigenschaften der Säule wesentlich verschlechtert. Bei Isotopentrennungen liegt aber fast immer eine kleine Konzentration an der zu gewinnenden schwerersiedenden Komponente vor, so daß hier die außen beheizte Abtriebsäule verwendet werden sollte.

Eine Rektifiziersäule

zur Trennung von D_2O -HDO-Gemischen als Beispiel einer nichtadiabatisch betriebenen Rektifiziersäule

Um den Unterschied in der Trennwirkung zwischen einer nichtadiabatisch und einer adiabatisch betriebenen Rektifiziersäule an einem Beispiel zeigen zu können, wollen wir die Trennung eines D_2O -HDO-Gemisches betrachten. Es sei etwa die Aufgabe gestellt, extrem reines D_2O herzustellen. Ein D_2O -HDO-Gemisch mit einem HDO-Anteil von etwa $10^{-2}\%$ werde dem Einlaufboden einer Rektifiziersäule zugeführt. Wir betrachten die Trennwirkung der Verstärkersäule und fordern, daß je Zeiteinheit eine vorgegebene Menge D_2O -HDO-Gemisch mit einem HDO-Gehalt von etwa 10% am Kolonnenkopf abgenommen werden soll. Dieses Gemisch möge an eine Voranreicherungsstufe zurückgegeben werden. Das extrem reine D_2O wird dem Sumpf der Abtriebsäule entnommen.¹²⁾

¹²⁾ Dieses Beispiel mag etwas konstruiert erscheinen, gibt aber die bei Trennungen von Isotopen- und anderen Stoffgemischen, bei denen die am Kopf der Verstärkersäule zu entnehmende Komponente im Einlaufgemisch mit sehr geringer Konzentration vorliegt, herrschenden Verhältnisse gut wieder. Da bei einer

Der elementare Trennfaktor $1 + \delta \approx e^\delta$ ist für die Trennung von D_2O -HDO-Gemischen bei $100^\circ C$

$$(261) \quad 1 + \delta = 1,036 \quad [16], \text{ d. h.}$$

$$(262) \quad \delta = 3,6 \cdot 10^{-2}.$$

Für den Diffusionskoeffizienten im Dampf erhalten wir genähert

$$(263) \quad D_1 = \frac{\eta_D}{\varrho_D} \quad [17].$$

Hierbei ist η_D die dynamische Zähigkeit des Dampfes, ϱ_D die Dampfdichte.

Für Wasser und Wasserdampf (wir wollen dabei die geringen Abweichungen zwischen H_2O und D_2O vernachlässigen) entnehmen wir dem VDI Wärmeatlas [18]:

$$(264) \quad \eta_D = 1,3 \cdot 10^{-4} \frac{g}{cm \cdot s} \quad \text{bei } T = 100^\circ C,$$

$$(265) \quad \varrho_D = 6 \cdot 10^{-4} \frac{g}{cm^3} \quad \text{bei } T = 100^\circ C,$$

$$(266) \quad \eta_F = 2,7 \cdot 10^{-3} \frac{g}{cm \cdot s} \quad \text{bei } T = 100^\circ C,$$

$$(267) \quad \varrho_F = 1 \frac{g}{cm^3} \quad \text{bei } T = 100^\circ C.$$

η_F, ϱ_F sind hier die dynamische Zähigkeit und die Dichte der Flüssigkeit bei $100^\circ C$. Für D_1 erhalten wir so

$$(268) \quad D_1 = \frac{\eta_D}{\varrho_D} \approx 0,2 \text{ cm}^2/s.$$

Der Diffusionskoeffizient in wäßrigen Lösungen liegt in der Größenordnung von

$$(269) \quad D_2 = 10^{-5} \text{ cm}^2/s.$$

Für die Geschwindigkeit der Flüssigkeit erhalten wir (39):

$$w(\xi) = \frac{\gamma_F}{2\eta_F} (\xi^2 - s^2)$$

und daraus (40):

$$\bar{w} = -\frac{1}{3} \frac{\gamma_F}{\eta_F} s^2.$$

γ_F ist hierbei das spezifische Gewicht der Flüssigkeit in dyn/cm^3 .

Da bei großen Rücklaufverhältnissen die im Trennspalt aufsteigende Dampfmenge genähert gleich der an den Spaltwänden abrieselnden Flüssigkeitsmenge sein muß, gilt

$$(270) \quad 2|\bar{w}|s b \varrho_F = 2\bar{u} a b \varrho_D.$$

Setzen wir für \bar{w} den Ausdruck (40) ein, so erhalten wir

$$(271) \quad \frac{s}{a} = \sqrt[3]{3 \frac{\bar{u} \varrho_D \eta_F}{\gamma_F \varrho_F a^2}}.$$

Wir betrachten jetzt die Trennwirkung eines Trennspaltes mit

$$(272) \quad a = 0,1 \text{ cm}$$

bei adiabatischer und nichtadiabatischer Betriebsweise.

entsprechenden Rechnung für die Abtriebsäule sehr ähnliche Ergebnisse zu erwarten sind, gibt unser Beispiel auch die Verhältnisse wieder, die vorliegen, wenn der im Einlaufboden in sehr geringer Konzentration vorliegende Stoff als angereichertes Produkt am Sumpf der Abtriebsäule entnommen wird.

Weiterhin sollen gelten

$$(273) \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = 10^3$$

und

$$(274) \quad \frac{v_M}{v} = \frac{v_{M_0}}{v_0} = 0,7.$$

Die Dampfgeschwindigkeit am Kolonnenkopf — genauer am Anfang der Strecke K in Abb. 2 — soll $\frac{1}{10}$ der Dampfgeschwindigkeit $\bar{u}_0 = \bar{u}_{z=0}$ sein, d. h., es gilt

$$(275) \quad \left(1 - \frac{H}{\beta}\right) = 0,1$$

[siehe (183) und (193)].

Die Dampfgeschwindigkeit sei an der Stelle $z=0$ der nichtadiabatisch betriebenen Säule und an allen Stellen der adiabatisch betriebenen Säule

$$(276) \quad \bar{u}_{z=0} = 10^2 \text{ cm/s.}$$

Für s an der Stelle $z=0$ erhalten wir nach (271)

$$(277) \quad s = 3,65 \cdot 10^{-3} \text{ cm.}$$

Da der Stoffübergangswiderstand — wie wir sehen werden — in der flüssigen Phase klein gegenüber dem Stoffübergangswiderstand in der Dampfphase ist, machen wir keinen beträchtlichen Fehler, wenn wir an allen Stellen $s = 3,65 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ einsetzen. Für $|\bar{w}|$ erhalten wir mit (277) aus (40)

$$(278) \quad |\bar{w}| = 1,65 \text{ cm/s.}$$

Weiterhin gilt

$$(279) \quad \tau_1 = \frac{a^2}{2D_1} = \frac{10^{-2}}{2 \cdot 0,2} = 2,5 \cdot 10^{-2},$$

$$(280) \quad \tau_2 = \frac{s^2}{2D_2} = \frac{8,4 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10^{-5}} = 4,2 \cdot 10^{-1}$$

und damit

$$(281) \quad h_0^\infty = \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z=0} - \frac{2}{3} \tau_2 \bar{w}_0 = 2,08 \text{ cm.}$$

Für \bar{u}^* [siehe (118)] erhalten wir

$$(282) \quad \bar{u}^* \approx \sqrt{\frac{D_1}{a}} \approx \frac{1,41 \cdot 0,2}{0,1} = 2,82 \text{ cm/s.}$$

Es ist also bei unserer Rechnung $\bar{u} > \bar{u}^*$ stets erfüllt.

Für die adiabatisch betriebene Säule gilt (152)

$$\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = \frac{v_M}{v} + \left(1 - \frac{v_M}{v}\right) e^{\frac{\delta H}{h_0^\infty}}.$$

Wir erhalten daraus

$$(283) \quad H_{\text{ad}} = 465 \text{ cm.}$$

H_{ad} ist die Länge einer adiabatisch betriebenen Trennsäule, in dem bei einem Rücklaufverhältnis $v = \frac{v_M}{0,7}$ bei einer Dampfgeschwindigkeit $\bar{u}_{z=0} = 10^2 \text{ cm/s}$ eine Anreicherung von $\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = 10^3$ erzielt wird. Für die nichtadiabatisch betriebene Säule gilt (246):

$$\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0}\right] \left(1 - \frac{H}{\beta}\right)^{-\frac{\delta^{**}\beta}{h_0^\infty} - 1} + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{H}{\beta}\right)^{-1}.$$

Dabei ist (245):

$$\delta^{**} = \delta - \frac{2}{3} \tau_1 \frac{\bar{u}_{z=0}}{\beta}$$

und wegen (275)

$$(284) \quad \beta = 1,11 H.$$

Wir erhalten so

$$(285) \quad H_{\text{nichtad}} = 173 \text{ cm.}$$

H_{nichtad} ist die Länge einer nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule, in dem bei einem Rücklaufverhältnis an der Stelle $z=0$ von $v_0 = \frac{v_{M_0}}{0,7}$, einer Dampfgeschwindigkeit an der Stelle $z=0$ von $\bar{u}_{z=0} = 10^2 \text{ cm/s}$ und einer Dampfgeschwindigkeit $\bar{u}(H) = \frac{\bar{u}_{z=0}}{10}$ eine Anreicherung von $\frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} = 10^3$ erzielt wird.

Wir erhalten

$$(286) \quad \frac{H_{\text{ad}}}{H_{\text{nichtad}}} = \frac{465}{173} = 2,7.$$

Die adiabatisch betriebene Trennsäule muß also die 2,7fache Länge besitzen wie die nichtadiabatisch betriebene, wenn sie die gleiche Trennwirkung erzielen soll. An den Definitionen (151) und (240):

$$v_M = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta},$$

$$v_{M_0} = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta - \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z=0} \frac{1}{\beta}}$$

erkennen wir, daß das Mindestrücklaufverhältnis der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule etwas größer sein muß als das Mindestrücklaufverhältnis der adiabatisch betriebenen. Wir erhalten

$$(287) \quad v_M = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta} = \frac{10^3}{3,6 \cdot 10^{-2}} = 2,78 \cdot 10^4$$

und

$$(288) \quad v_{M_0} = \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \frac{1}{\delta - \frac{2}{3} \tau_1 \bar{u}_{z=0} \frac{1}{\beta}} = \frac{10^3}{2,65 \cdot 10^{-2}} \approx 3,8 \cdot 10^4.$$

Wollen wir in beiden Betriebsfällen die gleiche Stoffmenge E entnehmen, so müssen wir in der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule den Durchsatz um den Faktor $\frac{v_{M_0}}{v_M}$ vergrößern. Wir erreichen dies dadurch, daß wir die Tiefe b des Trennspaltes um den Faktor $\frac{v_{M_0}}{v_M}$ vergrößern. Für das Volumenverhältnis beider Trennsäulen erhalten wir dann

$$(289) \quad \frac{H_{\text{nichtad}}}{H_{\text{ad}}} \cdot \frac{v_{M_0}}{v_0} = \frac{1,36}{2,7} \approx 0,5.$$

Wir können zusammenfassend feststellen, daß unter den Bedingungen (59)

$$\delta \ll 1$$

und (60)

$$\tilde{\eta}, \tilde{\xi} \ll 1; \quad \frac{\tilde{\eta}_E}{\tilde{\eta}_0} \gg 1$$

eine nichtadiabatisch betriebene Trennsäule bei gleicher Entnahme eine wesentlich bessere Trennwirkung erzielt als eine adiabatisch betriebene Trennsäule des gleichen Volumens. Soll bei vorgegebener Entnahme E ein bestimmter Anreicherungsgrad $\frac{\bar{\eta}_E}{\bar{\eta}_0}$ erzielt werden, so kann dies bei nichtadiabatischer Betriebsweise mit einer wesentlich kürzeren Trennsäule erzielt werden als bei adiabatischer Betriebsweise. Diese Tatsache ist bei Stoffgemischen mit sehr kleinen elementaren Trennfaktoren besonders wichtig, da dann die adiabatisch betriebenen Trennsäulen so hoch werden, daß sie in normalen Labors nicht mehr aufgestellt werden können und oft sehr teure Spezialbauten zu ihrer Unterbringung erfordern.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und für jederzeitige Unterstützung möchte der Verfasser dem Direktor des Instituts für Physikalische Stofftrennung, Herrn Dr. J. MÜHLENPFORDT, Leipzig, für wertvolle Hinweise und Diskussionen den Herren Prof. Dr. G. HERTZ, Leipzig, und Prof. Dr. G. RICHTER, Miersdorf, herzlich danken.

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

1. Koordinaten und Abmessungen der Rektifiziersäule

- (1) z Koordinate in der Achse der Rektifiziersäule, vom unteren Ende der Rektifiziersäule an zum Kolonnenkopf hin gemessen [cm] (siehe Abb. 2)
- (2) r Vektor, der in einem Säulenquerschnitt $z = \text{const}$ einen Punkt dieses Querschnitts definiert [cm]
- (4) f Querschnittsfläche der Rektifiziersäule [cm²]
- Abb. 2 $2a$ Breite des Trennspaltes [cm]
- Abb. 2 b Tiefe des Trennspaltes [cm]
- Abb. 2 H Höhe der Trennzone der Rektifiziersäule [cm]
- Abb. 3 x Koordinate im Dampfraum, senkrecht zu den Spaltwänden gemessen [cm]
- Abb. 3 ξ Koordinate im Flüssigkeitsraum, senkrecht zur Phasengrenzfläche gemessen [cm]

2. Betriebsparameter in der Trennsäule

- (5) $D(z)$ die je Zeiteinheit durch den Querschnitt $z = \text{const}$ der Säule hindurchtretende Dampfmenge [Mol/s]
- (6) $F(z)$ die je Zeiteinheit durch den Querschnitt $z = \text{const}$ der Säule hindurchtretende Flüssigkeitsmenge [Mol/s]
- (7) E am Kolonnenkopf je Zeiteinheit entnommene Dampfmenge (Kopfprodukt) [Mol/s]
- (34) $v(z) = \frac{F(z)}{E}$ Rücklaufverhältnis
- (188) $v_0 = \frac{F(0)}{E}$ Rücklaufverhältnis an der Stelle $z = 0$
- (151) r_M Mindestrücklaufverhältnis in der adiabatisch betriebenen Trennsäule
- (240) r_{M_0} Mindestrücklaufverhältnis an der Stelle $z = 0$ in der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule
- (154) $-j_0$ die je Flächen- und Zeiteinheit durch die Begrenzungsflächen des Trennspaltes dem zu trennenden Stoffgemisch entzogene Wärmemenge [cal/cm² s]

- Abb. 7 ε durch Abb. 7 definierte Länge [cm]
- (193) $\beta = H + \varepsilon$ [cm]
- (11) $u(z, r)$ Dampfgeschwindigkeit an der Stelle (z, r) [cm/s]
- (12) $w(z, r)$ Geschwindigkeit der Flüssigkeit an der Stelle (z, r) [cm/s]
- (27) $\bar{u}(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemittelte Dampfgeschwindigkeit [cm/s]
- (28) $\bar{w}(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ des Flüssigkeitsfilms gemittelte Geschwindigkeit der Flüssigkeit [cm/s]
- (183) $\bar{u}_z(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemittelte z -Komponente der Dampfgeschwindigkeit in der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule [cm/s]
- (183) $\bar{u}_{z0} = \bar{u}_z(0)$
- (186) $\bar{w}_0 = \bar{w}(0)$
- (166) u_x x -Komponente der Dampfgeschwindigkeit in der nichtadiabatisch betriebenen Trennsäule [cm/s]
- (185)
- Abb. 3 s Dicke des Flüssigkeitsfilms [cm]

3. Stoffkonstanten

- (38) δ Trennparameter
- (245) $\delta^{**} = \delta - \frac{2}{3} \frac{\tau_1 \bar{u}_{z0}}{\beta}$
- (13) ϱ_D mittlere Dampfdichte in der Säule [g/cm³]
- (14) ϱ_F mittlere Flüssigkeitsdichte in der Säule [g/cm³]
- (40) γ_F mittleres spezifisches Gewicht der Flüssigkeit [dyn/cm³]
- (40) η_F dynamische Zähigkeit der Flüssigkeit [g/cm s]
- (15) $\bar{M}_D(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemitteltes mittleres Molekulargewicht des Dampfgemisches
- (16) $\bar{M}_F(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemitteltes mittleres Molekulargewicht des flüssigen Stoffgemisches
- (49) \bar{M}_D über den gesamten Dampfraum gemitteltes mittleres Molekulargewicht des Zweistoffgemisches
- (52) D_1 Diffusionskonstante der leichtersiedenden Komponente im Dampf [cm²/s]
- (55) D_2 Diffusionskonstante der leichtersiedenden Komponente in der Flüssigkeit [cm²/s]
- (155) r molare Verdampfungswärme des Stoffgemisches [cal/Mol]

4. Aus Stoffkonstanten und Abmessungen der Rektifiziersäule abgeleitete Größen

- (73) $\tau_1 = \frac{a^2}{2D_1}$ [s]
- (81) $\tau_2 = \frac{s^2}{2D_2}$ [s]
- (118) $\bar{u}^* \approx \sqrt{2} \frac{D_1}{a}$ Dampfgeschwindigkeit, in deren Umgebung der Einfluß der Rückdiffusion gegenüber der Konvektion nicht mehr vernachlässigt werden darf [cm/s]

5. Konzentrationen

- (8) $\tilde{\eta}(z, r)$ relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente im Dampf an der Stelle (z, r) [Mol/Mol]

- (9) $\tilde{\xi}(z, \tau)$ relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente in der Flüssigkeit an der Stelle (z, τ) [Mol/Mol]
- (10) $\tilde{\eta}_K$ relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente im Kopfprodukt [Mol/Mol]
- (29) $\tilde{\eta}_j(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ gemittelte relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente im Dampf [Mol/Mol]
- (30) $\tilde{\xi}(z)$ über den Querschnitt $z = \text{const}$ des Flüssigkeitsfilms gemittelte relative molare Konzentration der leichtersiedenden Komponente in der Flüssigkeit [Mol/Mol]
- $\tilde{\eta}_0 = \tilde{\eta}(0)$ [Mol/Mol]
- $\tilde{\xi}_0 = \tilde{\xi}(0)$ [Mol/Mol]

6. Größen, die die Trennwirkung der Rektifiziersäule beschreiben

(62) B durch Formel (62) definierte reziproke Länge, die den Konzentrationsanstieg im Dampf beschreibt [cm^{-1}]

- (107) h Höhe einer theoretischen Trennstufe [cm]
- (103) h^∞ effektive „Trennstufenhöhe“ für die nichtadiabatisch betriebene Säule [cm]
- (244) h_0^∞ eine h^∞ analog gebildete Länge in der nichtadiabatisch betriebenen Säule, die aber nicht mehr die Bedeutung einer Trennstufenhöhe hat [cm]
- (110) $n = \frac{H}{h}$ Anzahl der theoretischen Trennstufen in einer Trennsäule
- (113) $n^* = \frac{H}{h^\infty}$ effektive „Trennstufenzahl“
- (249) $n_1^* = \frac{\beta}{h_0^\infty}$
- (255) $m = \frac{\delta\beta}{h_0^\infty} + 1$
- (256) $\nu = \frac{\delta}{h_0}$

Anhang

Konvergenzbeweis der Potenzreihen

Wir beweisen die Konvergenz der Reihe (194)

$$\tilde{\eta}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(z) x^n.$$

(194) stellt einen Lösungsansatz der Differentialgleichung (175)

$$-\tilde{\eta} \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial z} - \tilde{u}_z \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial z} - \tilde{\eta} \frac{\partial u_x}{\partial x} - u_x \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} = 0$$

dar. In (175) ist mit $H + \varepsilon = \beta$ (183):

$$\tilde{u}_z = \tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)$$

und (185):

$$u_x = \frac{\tilde{u}_{z0}}{\beta} x.$$

Setzen wir (183) und (185) in (175) ein, so erhalten wir

$$(290) \quad -\tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial z} - \frac{\tilde{u}_{z0}}{\beta} x \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} + D_1 \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial x^2} = 0.$$

Beachten wir die Symmetriebedingung

$$(291) \quad \tilde{\eta}(x, z) = \tilde{\eta}(-x, z),$$

so erkennen wir, daß sämtliche ungeraden Glieder der Reihe (194) verschwinden. Wir schreiben deshalb an Stelle von (194)

$$(292) \quad \tilde{\eta}(x, z) = \sum_{i=0}^{\infty} c_{2i}(z) x^{2i}.$$

Setzen wir (292) in (290) ein, so erhalten wir

$$(293) \quad -\tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{dc_{2i}}{dz} x^{2i} - \frac{\tilde{u}_{z0}}{\beta} \sum_{i=1}^{\infty} 2i c_{2i} x^{2i-1} + D_1 \sum_{i=1}^{\infty} 2i(2i-1) c_{2i} x^{2i-2} = 0.$$

Aus (293) folgt

$$(294) \quad -\tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz} - \tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \sum_{i=1}^{\infty} \frac{dc_{2i}}{dz} x^{2i} - \frac{\tilde{u}_{z0}}{\beta} \sum_{i=1}^{\infty} 2i c_{2i} x^{2i-1} + D_1 \sum_{i=1}^{\infty} 2i(2i-1) c_{2i} x^{2i-2} = 0.$$

Durch Koeffizientenvergleich erhalten wir

$$(295) \quad c_2 = \frac{1}{2D_1} \tilde{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc_0}{dz}$$

und, wenn wir

$$(296) \quad 2i + 2 = 2j \quad \text{setzen,}$$

$$(297) \quad c_{2j} = \frac{\tilde{u}_{z0}}{2j(2j-1)D_1} \left\{ (2j-2) \frac{c_{2j-2}}{\beta} + \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \times \frac{dc_{2j-2}}{dz} \right\} \quad j = 2, \dots, \infty$$

Für c_0 machen wir den Ansatz

$$(298) \quad c_0(z) = \tilde{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{v_{M0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta + \frac{2}{3} \tau_1 \tilde{u}_{z0}}{h_0^\infty} - 1} + \frac{v_{M0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-1} \right\}.$$

Man erkennt sofort

$$(299) \quad \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta + \frac{2}{3} \tau_1 \tilde{u}_{z0}}{h_0^\infty} - 1} < \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta}{h_0^\infty} - 1}.$$

Weiterhin gilt

$$(300) \quad \frac{d^\kappa \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda}}{dz^\kappa} = \frac{\lambda(\lambda+1)(\lambda+2) \dots (\lambda+\kappa-1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda-\kappa}}{\beta^\kappa}$$

und

$$(301) \quad \frac{d^\kappa \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda^*}}{dz^\kappa} = \frac{\lambda^*(\lambda^*+1)(\lambda^*+2) \dots (\lambda^*+\kappa-1) \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda^*-\kappa}}{\beta^\kappa}.$$

Aus (300) und (301) folgt für $\lambda < \lambda^*$

$$(302) \quad \frac{d^x \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda}}{dz^x} < \frac{d^x \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\lambda^*}}{dz^x}.$$

Aus (302) folgt

$$(303) \quad \frac{d^x \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta + \frac{2}{3}r_1 \bar{u}_{z0}}{h_0^\infty} - 1}}{dz^x} < \frac{d^x \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta}{h_0^\infty} - 1}}{dz^x}.$$

Wir setzen die stets positiven Ausdrücke

$$(304) \quad \frac{\delta\beta}{h_0^\infty} + 1 = n \geq 1,$$

$$(305) \quad \frac{\delta}{h_0^\infty} = \nu \ll 1$$

und erhalten

$$(306) \quad c_0 < \bar{\eta}_0 \left\{ \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} + \left(1 - \frac{\nu z}{(n-1)}\right)^{-1} \right\}.$$

Setzen wir

$$(307) \quad c'_0 = \bar{\eta}_0 \left\{ \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} + \left(1 - \frac{\nu z}{(n-1)}\right)^{-1} \right\},$$

so erhalten wir aus (194)

$$(308) \quad c_2 < \frac{1}{2D_1} \bar{u}_{z0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \bar{\eta}_0 \left\{ \frac{\nu n}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n-1} + \frac{\nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-2} \right\}.$$

Wegen $n > 1$ erhalten wir aus (308)

$$(309) \quad c_2 < \frac{1}{2D_1} \bar{u}_{z0} \bar{\eta}_0 \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \left\{ \frac{\nu n}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n-1} + \frac{\nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-2} \right\} < \frac{\bar{\eta}_0 \bar{u}_{z0}}{2D_1} \frac{\nu n + \nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} = c'_2.$$

Aus (295), (297) und (309) folgt, daß die aus (307),

$$(310) \quad c'_2 = \frac{\bar{\eta}_0 \bar{u}_{z0}}{2D_1} \frac{\nu n + \nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n}$$

und

$$(311) \quad c'_{2j} = \frac{\bar{u}_{z0}}{2j(2j-1)D_1} \left\{ (2j-2) \frac{c'_{2j-2}}{\beta} + \left(1 - \frac{z}{\beta}\right) \frac{dc'_{2j-2}}{dz} \right\}$$

gebildete Reihe

$$(312) \quad y(x, z) = \sum_{j=0}^{\infty} c'_{2j} x^{2j}$$

eine Majorante der mit (295), (297) und (298) gebildeten Reihe (292) ist. Diese Behauptung wird dadurch bewiesen, daß

$$(313) \quad c'_2 > c_2$$

und

$$(314) \quad \frac{d^x c'_2}{dz^x} > \frac{d^x c_2}{dz^x}$$

ist.

Wie man leicht durch Einsetzen verifizieren kann, haben alle c'_{2j} die Form

$$(315) \quad c'_{2j} = \text{const} \cdot \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n}.$$

Aus (315) folgt, wenn wir $\frac{\nu}{n-1} \ll 1$ beachten,

$$(316) \quad \frac{dc'_{2j}}{dz} = \text{const} \cdot \frac{n\nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n-1} \approx \frac{n\nu}{n-1} c'_{2j} < c'_{2j}.$$

Aus (316) und (311) erkennen wir, daß für alle aus

$$(317) \quad c''_0 = c'_0,$$

$$(318) \quad c''_2 = c'_2 \quad \text{und}$$

$$(319) \quad c''_{2j} = \frac{\bar{u}_{z0}}{2j(2j-1)D_1} (2j-1) \frac{c'_{2j-2}}{\beta}$$

gebildeten c''_j gilt:

$$(320) \quad c''_j \geq c'_j.$$

Konvergiert die Reihe

$$(321) \quad y' = \sum_{j=0}^{\infty} c''_{2j} x^{2j},$$

so konvergiert auch die mit (194) identische Reihe (292) mit

$$(322) \quad c_0(z) = \bar{\eta}_0 \left\{ \left[1 - \frac{z}{v_0}\right] \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-\frac{\delta\beta + \frac{2}{3}r_1 \bar{u}_{z0}}{h_0^\infty} - 1} + \frac{\nu_{M_0}}{\nu_0} \left(1 - \frac{z}{\beta}\right)^{-1} \right\}.$$

Aus (317), (318) und (319) folgen mit (307) und (309)

$$(323) \quad c''_0 = \bar{\eta}_0 \left\{ \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} + \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-1} \right\},$$

$$(324) \quad c''_2 = \bar{\eta}_0 \frac{\bar{u}_{z0}}{2D_1} \frac{\nu n + \nu}{n-1} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n},$$

$$(325) \quad c''_4 = \bar{\eta}_0 \frac{\bar{u}_{z0}^2}{4D_1^2} \frac{\nu n + \nu}{n-1} \frac{3}{\beta} \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n}$$

und

$$(326) \quad c''_{2j} = \bar{\eta}_0 \frac{\bar{u}_{z0}^j}{(2j)! D_1} \frac{\nu n + \nu}{n-1} \frac{(2j-1)(2j-3)\dots 3 \cdot 1}{\beta^{j-1}} \times \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} = \bar{\eta}_0 \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} \times \frac{\nu n + \nu}{n-1} \frac{(2j-1)(2j-3)\dots 3 \cdot 1}{(2j)!} \left(\sqrt{\frac{\bar{u}_{z0}}{\beta D_1}}\right)^{2j}.$$

Aus (326) und (321) folgt

$$(327) \quad c''_0 + \sum_{j=1}^{\infty} c''_{2j} x^{2j} = c''_0 + \bar{\eta}_0 \beta \left(1 - \frac{\nu z}{n-1}\right)^{-n} \times \frac{\nu n + \nu}{n-1} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(2j-1)(2j-3)\dots 3 \cdot 1}{(2j)!} \left(\sqrt{\frac{\bar{u}_{z0}}{\beta D_1}} x\right)^{2j}.$$

Für $j > N$, N hinreichend groß, gilt nach dem Quotientenkriterium

$$(328) \quad \frac{c_{2j} x^{2j}}{c_{2j-2} x^{2j-2}} = \frac{(2j-1)(2j-3)\dots 3 \cdot 1 (2j-2)!}{(2j-3)\dots 3 \cdot 1 (2j)!} \frac{\bar{u}_{z0}}{\beta D_1} x^2 = \frac{(2j-1)}{(2j-1)2j\beta D_1} \frac{\bar{u}_{z0}}{\beta D_1} x^2 = \frac{1}{2j} \frac{\bar{u}_{z0}}{\beta D_1} x^2 < 1.$$

Durch (328) ist die Konvergenz der Reihe (327) für $|x| < \infty$ bewiesen.

Da (327) eine Majorante der mit (298)

$$c_0(z) = \frac{1}{\eta_0} \left\{ \left[1 - \frac{v_{M_0}}{v_0} \right] \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-\delta\beta + \frac{2}{3} \tau_1 u_{z_0} - \frac{1}{h_0^\infty}} - 1 + \frac{v_{M_0}}{v_0} \left(1 - \frac{z}{\beta} \right)^{-1} \right\},$$

(295) und (297) gebildeten Reihe (194) ist, ist (194) für alle x konvergent. (194) erfüllt mit (298), (295) und (297) die an die Lösung der Differentialgleichung (175) gestellten Randbedingungen und ist somit eine konvergente Lösung unseres Problems.

Entsprechend läßt sich die Konvergenz der Reihen (70), (79), (125), (127) und (198) zeigen.

Eine Abschätzung des bei der Berechnung unseres Trennproblems gemachten gesamten Fehlers ist in allgemeiner Form kaum möglich. Für praktische Trennaufgaben können jedoch höhere Glieder der Reihen in die Rechnung einbezogen und dann die notwendigen Integrationen graphisch oder numerisch durchgeführt werden.

Eingegangen am 8. 7. 1958

Literatur

- [1] W. KUHN, P. BAERTSCHI, M. THÜRKAUF, *Chimia* 8 (1954), S. 109/22 und 145/56.
- [2] W. KUHN, *Helv. Chim. Acta* 37 (1954), S. 1407 ff.
- [3] W. KUHN, *Helv.* 25 (1942), S. 252/95.
- [4] W. KUHN, K. RYFFEL, *Helv.* 26 (1943), S. 1693/1721.
- [5] W. KUHN, *Helv. Chim. Acta* 35 (1952), S. 1687.
- [6] J. W. WESTHAVER, *Ind. Eng. Chem.* 34, 1 (1942), S. 126/30.
- [7] U. v. WEBER, *Chem. Techn.* 2, 8 (1950), S. 241 ff.
- [8] C. JUNGE, *Chem. Techn.* 8 (1956), S. 12.
- [9] E. HERRMANN, *Chemiker-Ztg.* 80, 4 (1956), S. 102 ff.; 80, 5 (1956), S. 131 ff.; 80, 6 (1956), S. 169 ff.
- [10] Siehe z. B. E. KIRSCHBAUM, *Destillier- und Rektifizier-technik*, 2. Aufl., Springer Berlin (1950), S. 90/2.
- [11] THIELE, MCCABE, *Ind. Eng. Chem.* 17 (1925), S. 747; siehe hierzu auch [10], S. 100/11 u. 125/31.
- [12] H. GLASER, *Chem. Ing. Techn.* 29, 3 (1957), S. 176/86.
- [13] FENSKE, *Ind. Eng. Chem.* 24 (1932), S. 482.
- [14] A. u. E. ROSE, *Distillation*, Interscience Publishers, Inc., New York 1951.
- [15] E. KIRSCHBAUM, *Destillier- und Rektifiziertchnik*, 2. Aufl., Springer Berlin (1950), S. 108/11.
- [16] M. BENEDICT, *Survey of Heavy Water Production Processes*, PUAE P/819, 16 D. 1, VIII.
- [17] A. EUCKEN, *Lehrbuch der chemischen Physik II*, 3. Aufl., Leipzig 1948, S. 338.
- [18] VDI Wärmeatlas, Deutscher Ing. Verlag, Düsseldorf 1954.

Isotopentrennung durch Thermodiffusion in flüssiger Phase

K. F. ALEXANDER

(Zentralinstitut für Kernphysik, Dresden)

und U. KRECKER

(Kernphysikalisches Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Zeuthen bei Berlin)

Zusammenfassung

Mit Hilfe des Trennröhrverfahrens nach CLUSIUS und DICKEL wurde der Isotopieeffekt der Thermodiffusion in flüssigem Butylchlorid und flüssigem Brombenzol untersucht. Die gefundenen Thermodiffusionsfaktoren sind ebenso wie diejenigen, die sich aus früheren Arbeiten über den Isotopieeffekt der Thermodiffusion in Flüssigkeiten ergeben, wesentlich größer als die für die Gasphase zu erwartenden Thermodiffusionsfaktoren. Ein Vergleich der Flüssigkeits- mit der Gastrennung im Hinblick auf Energieverbrauch und apparativen Aufwand führt zu einer generellen Bevorzugung des Flüssigkeitsverfahrens.

1. Einleitung

Das Verfahren zur Trennung gasförmiger Isotopengemische durch Thermodiffusion im Trennröhr nach CLUSIUS und DICKEL ist gut bekannt und wird häufig zur praktischen Isotopentrennung verwendet. Weniger bekannt ist, daß das gleiche Verfahren ebenfalls auf flüssige Isotopengemische angewandt werden kann, obwohl schon während des Krieges in den USA eine Anlage zur technischen Anreicherung des ^{235}U durch Thermodiffusion in flüssigem UF_3 erfolgreich betrieben wurde [1].

Im Anschluß an Versuche zur Messung des Thermodiffusionsfaktors der Chlorisotope in flüssigem Trichloräthylen [2] haben wir die Thermodiffusionsfaktoren für die Chlorisotope in Butylchlorid und für die Bromisotope in Brombenzol bestimmt.

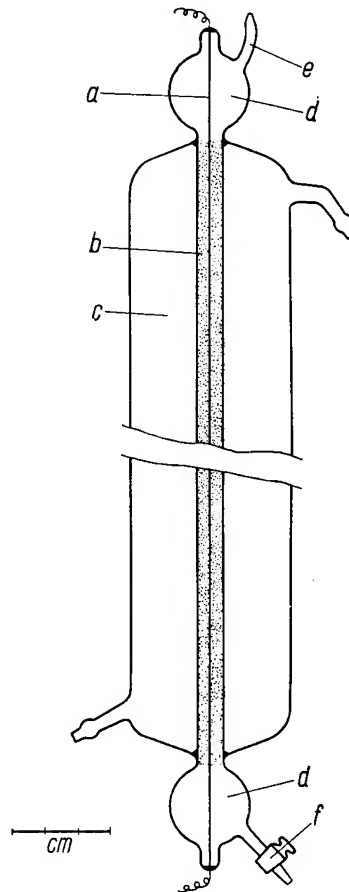
Zusammen mit den Ergebnissen anderer Autoren steht damit eine Reihe von quantitativ bekannten Thermodiffusionsfaktoren für verschiedene flüssige Isotopengemische zur Verfügung, die einen Vergleich der Flüssigkeits- mit der Gastrennung im Hinblick auf ihre praktische Verwendbarkeit zur Isotopentrennung ermöglicht.

2. Experimentelle Ergebnisse

Es wurden die reinsten im Handel erhältlichen Flüssigkeiten verwendet, die vor der Trennung in einer 2000/35-Kolonne über RASCHIG-Ringe nochmals rektifiziert worden waren. Die Änderung der Isotopenhäufigkeiten wurde nach der Entnahme der Fraktionen aus dem Trennröhr durch relative Dichtemessungen mit einem Kapillarpiknometrier bestimmt. Wie in [2] gezeigt wurde, sind die Ergebnisse dieser Methode in befriedigender Übereinstimmung mit denen, die durch eine Aktivierungsanalyse gewonnen werden können.

Für die Trennung des Butylchlorids wurde dieselbe flache Metallapparatur wie für die in [2] beschriebenen Messungen verwendet. Die Spaltweite betrug $a = 0,0275 \text{ cm}$, die Temperaturdifferenz $\Delta T = 45^\circ \text{ C}$.

Bei Trennzeiten von 2–4 h wurde eine Gleichgewichtstrennung $\Delta \rho / \rho = 2,4 \cdot 10^{-4}$ gemessen, was einem Gleichgewichtstrennfaktor $q = 1,06$ entspricht. Mit Hilfe der Trennröhrtheorie berechnet man daraus den Thermodiffusionsfaktor $\alpha = 0,1$.¹⁾



Gepacktes Flüssigkeitstrennröhr

a Heizdraht; b Glaspulverpackung; c Kühlmantel; d Vorratsbehälter; e Füllstutzen; f Ablassbahn

Die Trennversuche mit Brombenzol schlossen sich an Untersuchungen mit einem gepackten Flüssigkeitstrennröhr [3] an. Die Apparatur bestand aus einem 50 cm

¹⁾ Der Thermodiffusionsfaktor ist durch die Beziehung

$$J = -D \left\{ \text{grad } c - \alpha c (1 - c) \frac{1}{T} \text{grad } T \right\}$$

für den Diffusionsstrom im Temperaturgradienten bei Fehlen einer Konvektionsströmung definiert. Hierbei ist in unserer Schreibweise c der Molenbruch der leichten Mischungskomponente.

langen zylindrischen Glasrohr von 0,7 cm Durchmesser und axial ausgespanntem Platin-Heizdraht von 0,02 cm Dicke (vgl. Abb.). Die Kühlung erfolgte durch Leitungswasserumlauf in einem äußeren Kühlmantel. Der Innenraum des Trennrohrs war mit Glaspulver von 0,45–1,5 mm Korndurchmesser gefüllt. Die Temperatur des Heizdrahtes wurde während des Betriebes aus Widerstandsmessungen ermittelt. Zwischen Draht und Wand stellte sich bei einer Heizleistung von etwa 4 W eine Temperaturdifferenz $\Delta T = 48^\circ \text{C}$ ein.

Das Rohr hatte eine Einstellzeit von etwa 100 h. Im Gleichgewicht wurde eine Dichteverchiebung zwischen dem unteren und dem oberen Reservoir von $\Delta \rho / \rho = 2,5 \cdot 10^{-4}$ festgestellt. Zur Berechnung des Thermodiffusionsfaktors wurde in Anlehnung an die allgemeine Trennrohrtheorie die Theorie für ein zylindrisches Flüssigkeitstrennrohr entwickelt [3] und die Packung mit Hilfe von Eichmessungen besonders berücksichtigt. Es ergibt sich ein Thermodiffusionsfaktor $\alpha = 0,04$ für die Bromisotope in Brombenzol.

In der Tabelle sind außer den von uns gemessenen auch die aus den bisher vorliegenden Arbeiten anderer Autoren sich ergebenden Thermodiffusionsfaktoren flüssiger Isotopenmischungen eingetragen. In der vierten Spalte ist

Autoren	Flüssigkeit	α	$\Delta M/M$	α_G/R_T
KORSCHING, WIRTZ [6]	$\text{H}_2\text{O} + 30\% \text{ D}_2\text{O}$	0,02	0,0618	0,027
PRIGOGINE et al. [7]	$\text{H}_2\text{O} - \text{D}_2\text{O}$	0,02	0,05–0,063	0,027
KORSCHING [8]	$\text{C}_6\text{H}_6 - \text{C}_6\text{D}_6$	0,2	0,077	0,033
ALEXANDER, DREYER [2]	C_2HCl_3	0,1 ¹⁾	0,0192	0,0085
Diese Arbeit	$n\text{C}_4\text{H}_9\text{Cl}$	0,1	0,0216	0,0096
Diese Arbeit	$\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$	0,04	0,0127	0,0056
ABELSON, HOOVER [9]	UF_6	0,007	0,0085	0,0038

¹⁾ Infolge eines Versehens wurde in [2] ein um eine Größenordnung zu kleiner Wert angegeben.

die relative Massendifferenz $\Delta M/M$ der Isotopen Moleküle angegeben, wobei für Trichloräthylen und die $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ -Mischungen gewogene Mittelwerte aus den verschiedenen auftretenden Massendifferenzen gebildet wurden. Aus einem Vergleich der dritten und vierten Spalte sieht man, daß kein einfacher, systematischer Zusammenhang zwischen α und $\Delta M/M$ existiert, jedoch gilt offenbar als Regel, daß einem größeren relativen Massenunterschied der Komponenten auch ein größerer Thermodiffusionsfaktor entspricht. Eine bemerkenswerte Ausnahme von dieser Regel stellt die $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ -Mischung dar.

3. Vergleich mit der Thermodiffusion in der Gasphase

Interessant ist ein Vergleich der jetzt vorliegenden Daten über Thermodiffusionsfaktoren in Flüssigkeiten mit den entsprechenden Werten für gasförmige Stoffe. Be-

kanntlich gilt für den Thermodiffusionsfaktor in gasförmigen Isotopenmischungen [4]:

$$\alpha_G = \frac{105}{236} \cdot \frac{\Delta M}{M} \cdot R_T, \quad (1)$$

wobei R_T ein Faktor ist, der von der Form des Abstoßungspotentials zwischen den Molekülen abhängt. Für harte, elastische Kugeln gilt $R_T = 1$, für reale Moleküle ist stets $|R_T| < 1$. In der fünften Spalte der Tabelle sind die aus den angegebenen $\Delta M/M$ -Werten folgenden Zahlenwerte für α_G/R_T eingetragen. Diese stellen die obere Grenze für den Thermodiffusionsfaktor derselben chemischen Verbindung in gasförmigem Zustande dar. Abgesehen von der erwähnten Ausnahme $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ sind die gemessenen Thermodiffusionsfaktoren für die flüssige Phase durchweg erheblich, zum Teil sogar um mehr als eine Größenordnung größer als die *maximal möglichen* Thermodiffusionsfaktoren für die Gasphase. Da R_T für viele Moleküle sehr viel kleiner als 1 ist, wird der Unterschied in Wirklichkeit noch wesentlich stärker sein.

4. Energieverbrauch der Trennanlage

Für die praktische Isotopentrennung ist allerdings nicht nur die Größe des Thermodiffusionsfaktors maßgebend. Wesentlich für das Thermodiffusionsverfahren ist der im Vergleich zu anderen Verfahren relativ hohe Energieverbrauch. Aus der Theorie des CLUSIUS-DICKEL-Trennrohrs mit ebenem Trennspalt [5] folgt für kontinuierlichen Betrieb im stationären Zustand der Energieverbrauch

$$W = \xi \cdot \frac{T^2}{\Delta T} \cdot \frac{\lambda}{D \varrho \alpha^2} \cdot \frac{\sigma}{k} \cdot \ln q. \quad (2)$$

Hierbei bedeuten λ die Wärmeleitfähigkeit, ϱ die Dichte und D den Diffusionskoeffizienten der zu trennenden Substanz; σ ist die je Sekunde abgezapfte Menge angereicherter Substanz mit dem Trennfaktor q in g; ξ stellt einen Zahlenfaktor dar, der unter optimalen Bedingungen durch den Trennfaktor und die Konzentrationsverhältnisse im Trennrohr eindeutig festgelegt ist. Der Gewichtsanteil des zu trennenden Elementes in der verwendeten chemischen Verbindung ist durch den Faktor k bezeichnet. Die Beziehung (2) gilt unabhängig von den Dimensionen der (einstufigen) Trennapparatur, ebenso für Gase wie für Flüssigkeiten. Vorausgesetzt ist lediglich, daß die Rückmischung durch Diffusion in vertikaler Richtung vernachlässigt werden kann, eine Bedingung, die für energetisch optimal dimensionierte Trennrohre stets erfüllt ist.

Aus der elementaren kinetischen Theorie der Transportprozesse im Gas folgt für die Gasphase die Abschätzung²⁾

$$\frac{\lambda}{D \varrho} \approx c_v, \quad (3)$$

²⁾ Bei Berücksichtigung von Korrekturen an der elementaren kinetischen Theorie wäre die rechte Seite von (3) mit einem Faktor zu multiplizieren, dessen Zahlenwert je nach Art der Moleküle zwischen 1 und 2 liegt. Dieser Faktor ist jedoch für mehratomige Moleküle gewöhnlich nur wenig größer als 1 (vgl. z. B. A. EUCKEN, Lehrbuch der Chemischen Physik, Bd. II, 1, Leipzig 1943).

wobei c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen ist. Für Flüssigkeiten existiert kein entsprechender einfacher Zusammenhang. Hier muß $\lambda/D\rho$ jeweils aus den empirischen Daten errechnet werden.

Ein Vergleich der für den Energieverbrauch maßgeblichen Größen in (2) zeigt, daß bei gleichem Thermodiffusionsfaktor der Energieverbrauch für die Trennung flüssiger Gemische den Energieverbrauch für die Trennung der entsprechenden gasförmigen Mischungen um mehr als zwei Größenordnungen übersteigen würde. Dieses ungünstige Verhältnis wird jedoch mehr als ausgeglichen durch den wesentlich größeren Thermodiffusionsfaktor, der in (2) quadratisch eingeht.

Selbst unter Berücksichtigung der Tatsache, daß für die Trennung im Gastrennrohr oft einfachere Verbindungen mit größerem k verwendet werden können, ergibt sich aus den vorliegenden experimentellen Daten für die Trennung der Chlor- und Bromisotope ein geringerer relativer Energieverbrauch bei Verwendung des Flüssigkeitstrennrohrs im Vergleich zum Gastrennrohr. Aus Messungen von CLUSIUS und DICKEL [10] an gasförmigem HCl haben JONES und FURRY [5] einen Thermodiffusionsfaktor $\alpha \approx 0,005$ ausgerechnet. Vergleichen wir unter der Voraussetzung gleicher Temperaturverhältnisse und gleicher Trennleistung die nach (2) und (3) den Energieverbrauch bestimmenden Faktoren bei HCl und flüssigem Trichloräthylen, so ergibt sich

$$c_v/k\alpha^2 = 5,6 \text{ kcal/g Grad für HCl,}$$

$$\lambda/kD\rho\alpha^2 = 1,2 \text{ kcal/g Grad für Trichloräthylen.}$$

In diesem Falle ist also der Energieverbrauch je g Trennprodukt einer gegebenen Anreicherung beim Gastrennrohr fast fünfmal größer als beim Flüssigkeitstrennrohr.

Für die Bromtrennung in gasförmigem HBr wurde kürzlich von CLUSIUS und HOSTETTLER [11] $\alpha = 0,002$ gemessen. Hier liefert der Vergleich

$$c_v/k\alpha^2 = 15 \text{ kcal/g Grad für HBr,}$$

$$\lambda/kD\rho\alpha^2 = 12 \text{ kcal/g Grad für Brombenzol,}$$

also ebenfalls eine, wenn auch nicht ins Gewicht fallende Bevorzugung des Flüssigkeitstrennrohres.

5. Größe der Trennanlage

Außer dem Energieverbrauch ist der für eine bestimmte Trennleistung erforderliche apparative Aufwand eine für die Brauchbarkeit des Verfahrens wesentliche Kenngröße. Eine einfache Überlegung zeigt hier einen sehr entscheidenden Vorzug des Flüssigkeitstrennrohrs.

Den apparativen Aufwand kann man ganz grob als proportional der Fläche (Höhe \times Breite) des (ebenen) Trennspaltes annehmen. Bei gegebener Trennleistung der Apparatur ist durch Gleichung (2) der erforderliche Energieverbrauch W bestimmt. Daraus berechnet man sofort für die benötigte Spaltfläche

$$F = \frac{Wa}{\lambda \Delta T},$$

wobei a die Spaltweite (Abstand zwischen heißer und kalter Wand) bedeutet. Für ein typisches Flüssigkeitstrennrohr kann man $a = 0,025 \text{ cm}$ ansetzen. Beim Gastrennrohr ist die optimale Spaltweite mindestens um das Zehnfache größer. Wenn man außerdem berücksichtigt, daß die Wärmeleitfähigkeit der Gase gewöhnlich um mehr als eine Größenordnung geringer als die der Flüssigkeiten ist, so folgt, daß eine Apparatur zur Gastrennung bei gleichem energetischem Wirkungsgrad mindestens den *hundertfachen Umfang* einer entsprechenden Anlage zur Flüssigkeitstrennung haben müßte.³⁾

Dieser größenordnungsmäßige Unterschied ist so erheblich, daß gewisse Komplikationen beim Bau eines leistungsfähigen Flüssigkeitstrennrohrs (z. B. Anwendung höherer Drücke, um mit genügend hoher Temperaturdifferenz ΔT arbeiten zu können) dagegen nicht ins Gewicht fallen dürften.

6. Schlußfolgerungen

Während der energetische Vergleich von Flüssigkeits- und Gastrennung im allgemeinen keine Benachteiligung, für die Trennung der Chlorisotope sogar eine deutliche Bevorzugung des Flüssigkeitsverfahrens ergibt, fällt dieser Vergleich bei der Betrachtung des notwendigen apparativen Aufwandes ganz eindeutig zugunsten der Flüssigkeitstrennung aus. Für die Darstellung größerer Mengen getrennter Isotope nach dem Thermodiffusionsverfahren sollte daher stets die Flüssigkeitstrennung bevorzugt werden, wenn eine geeignete flüssige oder unter Druck verflüssigbare Verbindung des betreffenden Elements zur Verfügung steht.

Eingegangen am 14. 4. 1958

Literatur

- [1] H. D. SMYTH, Rev. Mod. Phys. **17** (1945), S. 351.
- [2] K. F. ALEXANDER und R. DREYER, Z. Naturforschg. **10a** (1955), S. 1034.
- [3] U. KRECKER, Diplomarbeit, Berlin 1957.
- [4] R. C. JONES und W. H. FURRY, Phys. Rev. **57** (1940), S. 547.
- [5] R. C. JONES und W. H. FURRY, Rev. Mod. Phys. **18** (1946), S. 151.
- [6] H. KORSCHING und K. WIRTZ, Naturwiss. **27** (1939), S. 367.
- [7] I. PRIGOGINE, L. DE BROUCKÈRE und R. BUSS, Physica **18** (1952), S. 315.
- [8] H. KORSCHING, Naturwiss. **31** (1943), S. 348.
- [9] P. H. ABELSON und J. I. HOOVER, International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam 1957.
- [10] K. CLUSIUS und G. DICKEL, Z. physik. Chem. **44** (1939), S. 397.
- [11] K. CLUSIUS und H. U. HOSTETTLER, Z. Naturforschg. **12a** (1957), S. 974.

³⁾ Auf unsere in der Abbildung gezeigte Trennanlage trifft diese Überlegung nur bedingt zu, da hier die Spaltweite durch Einbringen der Packung künstlich vergrößert wurde. Soll beim Bau einer größeren Trennanlage der apparative Aufwand möglichst klein gehalten werden, so dürfte es sich empfehlen, ohne Packung zu arbeiten und die Spaltweite möglichst klein zu wählen.

Über die Wirkung schneller Neutronen auf Festkörper

(Zentralinstitut für Kernphysik, Dresden)

O. HAUSER

Es wird ein Überblick über die durch Korpuskularstrahlen hervorgerufenen Veränderungen der physikalischen Eigenschaften von Festkörpern und über die Natur der Strahlungseffekte gegeben. Die Anzahl der durch schnelle Neutronen in der durchstrahlten Materie erzeugten FRENKEL-Defekte wird berechnet und für Graphit mit experimentell gefundenen Ergebnissen verglichen.

I. Einleitung

Die Untersuchung der Wirkung schneller Neutronen auf Festkörper besitzt außer wissenschaftlichem Interesse auch eine große technische Bedeutung für den Reaktorbau. Andererseits stellen die Reaktoren Neutronenquellen hoher Leistung dar, die es gestatten, in großem Umfang und vor allem nach relativ kurzen Bestrahlungszeiten die durch Neutronen hervorgerufenen Bestrahlungseffekte an Festkörpern und anderen Materialien zu untersuchen. Es ist daher verständlich, daß in den letzten Jahren eine Vielzahl von Arbeiten hierüber erschienen sind, wobei natürlich auch die Wirkung anderer Korpuskularstrahlen auf verschiedene Substanzen untersucht wurde. Wir wollen uns hier darauf beschränken, auf die Berichte der Genfer Konferenz [1] und die zusammenfassenden Berichte von SACHAROV [2], LINTNER und SCHMID [3], GLEN [4], KINCHIN und PEASE [5] und CAUCHOIS u. a. [6] sowie auf die entsprechenden Originalarbeiten zu verweisen, und lediglich einen Überblick über die durch Neutronenstrahlen hervorgerufenen Veränderungen der physikalischen Eigenschaften von Festkörpern geben.

Am eingehendsten untersucht wurde bisher die Änderung des elektrischen Widerstandes. Bei reinen Metallen und geordneten Legierungen erhöht sich der Widerstand, da durch die erzeugten Gitterstörungen die Beweglichkeit der Ladungsträger herabgesetzt wird. Bei ungeordneten Legierungen kann unter Umständen (geringe Konzentration der Gitterstörungen, große Migrationslänge der Leerstellen) der umgekehrte Effekt beobachtet werden, wenn durch die Diffusion der erzeugten Leerstellen die Möglichkeit zum Übergang in die geordnete Phase gegeben ist.

Ebenso wie die elektrische Leitfähigkeit wird bei Metallen durch Bestrahlung auch die Wärmeleitfähigkeit herabgesetzt.

Bei Halbleitern hängt die Veränderung der Leitfähigkeit im wesentlichen davon ab, in welcher Richtung die Akzeptor- oder Donatorterme der durch Bestrahlung erzeugten Störstellen die Ladungsträgerzahl verändern. Auch Kernumwandlungen spielen bei Halbleitern eine Rolle. Allerdings nimmt ihre Bedeutung mit zunehmender Energie der eingestrahnten Neutronen wegen der damit verbundenen Abnahme des Absorptionsquerschnittes ab.

In bezug auf das kristalline Gefüge wurden bei Substanzen mit Schichtstrukturen, wie z. B. Graphit, Bornitrid und auch bei Uran zum Teil erhebliche Aufblähungen des Gitters und damit verbunden eine Dichteabnahme beobachtet. Bei den dicht gepackten kubischen Gittern der meisten Metalle ist die durch Neutronenbestrahlung verursachte Veränderung der Gitterkonstanten unerheblich. Bei einigen Materialien, wie Zinn, austenitischem Stahl und Cu-Fe-Legierungen konnten auch Modifikationsänderungen beobachtet werden.

Von großer Bedeutung für den Reaktorbau ist die Änderung der mechanischen Eigenschaften. Bei den untersuchten Metallen wurde eine Verfestigung und Härtung durch die Bestrahlung hervorgerufen. Diese Effekte sind um so größer, je weniger das Ausgangsmaterial durch Verformung oder entsprechende thermische Behandlung vorgehärtet ist. Ebenso tritt eine Versprödung des Materials auf. Die Wirkung schneller Neutronen auf Metalle zeigt damit eine gewisse Ähnlichkeit mit der Wirkung der Kaltbearbeitung.

Parallel zur Untersuchung der genannten Strahlenschäden hat es auch eine Reihe von Versuchen, insbesondere von SEITZ [7] und BRINKMANN [8] gegeben, theoretisch den Mechanismus der Erzeugung von Strahlendefekten zu erklären und ihre Anzahl zu berechnen. Auch in der von CAUCHOIS herausgegebenen Monographie [6] hat HERPIN eine solche Berechnung durchgeführt. Ebenso sind in der bereits zitierten Arbeit von KINCHIN und PEASE [5] entsprechende Formeln angegeben. Ausgehend von diesen Veröffentlichungen, die sich wiederum auf Arbeiten von BORN [9], BETHE [10], MOTT und MASSEY [11] und BOHR [12] stützen, soll in dem vorliegenden Artikel auf einem etwas anderen Weg eine Abschätzung der Anzahl der durch schnelle Neutronen erzeugten Störstellenpaare abgeleitet werden, die zu relativ einfach zu handhabenden Endformeln führt. Hierzu ist es zunächst erforderlich, sich ein Bild darüber zu machen, auf welche Weise ein schnelles Teilchen seine Energie an die durchstrahlte Materie abgibt.

II. Die Natur der Strahlungsdefekte

Dringt ein schnelles Teilchen in Materie ein, so kann es seine Energie auf drei verschiedene Arten an die Atome der bestrahlten Substanz abgeben:

1. durch Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome, d. h. durch Anregung oder Ionisation. Dieser Effekt kann nur von geladenen Teilchen, also z. B. auch von ionisierten Atomen, die von Neutronen aus dem Gitterverband herausgeschlagen wurden, erzeugt werden. Oberhalb einer bestimmten Grenzenergie E_i , die für schwere Teilchen bei etwa 10^4 – 10^6 eV liegt,

geben die geladenen Teilchen fast ihre gesamte Energie durch Ionisation an das Gitter ab. Dieser Effekt ruft jedoch im allgemeinen keine bleibenden Veränderungen im bestrahlten Material hervor;

2. durch unelastische Wechselwirkung mit dem Atomkern, d. h. durch Umwandlung oder unelastische Streuung. Bei leichten Elementen treten $(n, n\gamma)$ -Prozesse erst bei einer Neutronenenergie von einigen MeV auf, während dies bei den schweren Elementen schon bei Energien von etwa 1 MeV der Fall ist. Im Gegensatz dazu werden Kernumwandlungen, die — wie bereits erwähnt — besonders bei Halbleitern eine Rolle spielen, in erster Linie von thermischen Neutronen bewirkt. Die von den Kernumwandlungen hervorgerufenen Veränderungen der Eigenschaften des bestrahlten Materials können durch keinerlei physikalische Behandlung beseitigt werden;
3. kann das eingestrahelte Teilchen seine Energie durch elastische Stöße an die Gitteratome abgeben. Die auf diese Art erzeugten Störstellen spielen offensichtlich die Hauptrolle bei der Veränderung der physikalischen Eigenschaften der bestrahlten Festkörper. Bei den elastischen Stößen können sich in bezug auf das bestrahlte Material zwei Prozesse abspielen. Übersteigt die bei dem Stoß an das Gitteratom übertragene Energie einen gewissen Schwellenwert E_d von etwa 25–30 eV, so kann das Atom aus seiner Gitterposition herausgeschlagen werden. Ist die übertragene Energie groß genug, so können von diesem Atom noch sekundäre, tertiäre und weitere Gitterstörungen erzeugt werden. Ist andererseits die übertragene Energie kleiner als E_d , so wird das angestoßene Atom um seine Gleichgewichtslage schwingen, was einer Aufheizung des Gitters gleichkommt. BRINKMANN [8] wies darauf hin, daß die Aufheizung sich besonders am Ende der Bahn des einfallenden Teilchens bemerkbar machen wird, wenn dessen freie Weglänge die Größenordnung der Gitterabstände erreicht. Diese Temperaturerhöhung kann nach BRINKMANN zu einem lokalen Schmelzen und Umkristallisieren des Materials führen. Derartige Strahlenschäden müßten sich besonders bei schweren Elementen bemerkbar machen, bei denen die Grenzenergie für die Erzeugung solcher „Umlagerungsgebiete“ in der Nähe der Grenzenergie für die Ionisierung liegt. Soweit uns bekannt, ist es jedoch trotz einiger Versuche bisher experimentell nicht gelungen, einen eindeutigen Beweis für das Auftreten der BRINKMANNSchen Strahlenschäden zu erbringen.

Die Aktivierungsenergie der Ausheilung der durch die Bestrahlung erzeugten Zwischengitteratome und Leerstellen ist meist sehr gering, so daß diese Gitterstörungen bereits unter Zimmertemperatur durch das Gitter diffundieren können. Hierbei können sie teilweise miteinander rekombinieren, an die Oberfläche der Kristallite wandern oder sogenannte Haufen von Gitterstörungen bilden. Diese Strahlungsdefekte können je nach Material und Art durch Tempern bei verschiedenen Temperaturen ausgeheilt werden.

III. Berechnung der Anzahl der Störstellen

Der Berechnung der von einem schnellen Teilchen bei der Durchdringung eines Festkörpers erzeugten FRENKEL-Defekte liegen folgende Bezeichnungen zugrunde:

- M_1 Masse des stoßenden Teilchens,
- Z_1 Ladungszahl des stoßenden Teilchens,
- v Geschwindigkeit des stoßenden Teilchens vor dem Stoß,
- E Energie des stoßenden Teilchens vor dem Stoß,
- M_2 Masse des gestoßenen Atoms,
- Z_2 Ordnungszahl des gestoßenen Atoms,
- Θ Streuwinkel,
- μ reduzierte Masse $= \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}$,
- m Elektronenmasse.

Beim Durchlaufen einer Strecke dx in einer Substanz mit n Atomen/cm³ wird das stoßende Teilchen (im folgenden kurz Primärteilchen genannt) durch elastische Stöße mit den Gitteratomen des Festkörpers um den Energiebetrag

$$-dE = n dx \int_0^\pi E(\Theta) d\sigma \quad (1)$$

abgebremst.

Nimmt man zunächst an, daß sich die Gitteratome vor dem Stoß in Ruhe befinden, so ergibt sich aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz für die bei einem Stoß übertragene Energie in Abhängigkeit vom Streuwinkel

$$E(\Theta) = \frac{4\mu^2}{M_1 \cdot M_2} E \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \quad (2)$$

Für schnelle geladene Teilchen kann man in guter Näherung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt die RUTHERFORDSche Streuformel

$$d\sigma = \frac{Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e^4}{4\mu^2 v^4} \sin^{-4} \frac{\Theta}{2} 2\pi \sin \Theta d\Theta \quad (3)$$

benutzen, wenn man als untere Integrationsgrenze des Integrals in Gleichung (1) nicht Null, sondern einen kleinen Winkel annimmt, der die Abschirmung des COULOMB-Feldes der Gitteratome berücksichtigt. Die diesem Winkel entsprechende Grenzenergie läßt sich mit Hilfe der BORNSchen Näherung berechnen. Sie ist von der Größenordnung 0,01 eV [7]. Man kann jedoch auch von einer anderen, klassischen Betrachtungsweise ausgehen: Ist die von dem Primärteilchen an ein Gitteratom abgegebene Energie

$$E(\Theta) \leq E_{th}$$

(E_{th} = thermische Schwingungsenergie der Gitteratome), so wird, wenn man viele solcher Stoßprozesse betrachtet, bei denen der Streuwinkel unterhalb eines gewissen Grenzwertes liegt, genauso viel Energie von dem Primärteilchen an die Gitteratome wie umgekehrt übertragen, d. h., das Primärteilchen erleidet keinen Energieverlust. Der Grenzwinkel ergibt sich aus Gleichung (2) zu

$$\Theta_g = 2 \arcsin \sqrt{\frac{E_g}{E}}. \quad (4)$$

Die Grenzenergie

$$E_g = E_{th} \frac{M_1 \cdot M_2}{4 \mu^2}$$

liegt für Raumtemperatur ebenfalls in der Größenordnung von 0,01 eV, ist aber meist etwas größer als die mit der BORNSchen Näherung ermittelte Grenzenergie.

Setzt man nun die Gleichungen (2) und (3) in Gleichung (1) ein und wählt als untere Integrationsgrenze Θ_g , so ergibt die Integration

$$-dE_g = n dx 2\pi \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 v^2} \ln \frac{E}{E_g}$$

Man sieht hier übrigens sofort, daß es für den Betrag von Gleichung (4) unerheblich ist, welchen Wert man für E_g einsetzt, solange man innerhalb der gleichen Größenordnung bleibt.

Für die Erzeugung von Fehlstellen muß die von dem Primärteilchen an ein Gitteratom abgegebene Energie $E(\Theta)$ mindestens den Schwellenwert E_d erreichen. Rechnet man wieder aus Gleichung (2) den entsprechenden Winkel Θ_d aus und setzt ihn in Gleichung (1) als untere Integrationsgrenze ein, so erhält man für den Anteil des Energieverlustes, bei dem FRENKEL-Defekte erzeugt werden:

$$-dE_f = n dx 2\pi \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 v^2} \ln \left[\frac{4\mu^2}{M_1 M_2} \frac{E}{E_d} \right] \quad (5)$$

Außer mit den Atomkernen wird das geladene Primärteilchen aber auch mit den Hüllenelektronen der Gitteratome in Wechselwirkung treten. Den hierbei auftretenden Energieverlust kann man näherungsweise ebenfalls durch eine Gleichung (4) bzw. Gleichung (5) entsprechende Gleichung erfassen:

$$-dE_i = n dx 2\pi \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{m v^2} \ln \frac{E}{E_i} \quad (6)$$

wobei die Grenzenergie für die Ionisierung

$$E_i = \frac{J}{4} \frac{(M_1 + m)^2}{M_1 m} \approx \frac{J}{4} \frac{M_1}{m}$$

ist (wegen $M_1 \gg m$).

J bedeutet die mittlere Ionisierungsenergie der durchstrahlten Materie, die zweckmäßigerweise experimentell bestimmt wird. Gleichung (6) gilt zunächst nur für Isolatoren. Sie kann jedoch auch für Metalle durch entsprechende Wahl von E_i bzw. J benutzt werden, wenn

$$\frac{m}{M_1} E > E_F$$

ist (E_F = Energie der FERMI-Grenze).

Durch Addition der Gleichungen (4) und (6) erhält man die bei der Abbremsung des Primärteilchens insgesamt an die durchstrahlte Substanz abgegebene Energie

$$dE = dE_e + dE_i$$

Von dieser Energie wird der Bruchteil dE_f für die Erzeugung von FRENKEL-Defekten verbraucht. Bildet man das Verhältnis dieser Energien zueinander und bezeichnet es mit

$$F(E) = \frac{dE_f}{dE_e + dE_i} = \frac{\ln \left[\frac{4\mu^2}{M_1 M_2} \frac{E}{E_d} \right]}{\ln \frac{E}{E_g} + \frac{M_2}{m \cdot Z_2} \ln \frac{E}{E_i}} \quad (7)$$

so wird an die aus dem Gitter herausgeschlagenen Atome (Sekundärteilchen) die Energie

$$dE_f = F(E) \cdot dE$$

abgegeben.

Die bei dem Stoß von einem Primären an ein Sekundäres übertragene Energie möge im Mittel ΔE betragen. Dann ist die Anzahl der von dem Primären erzeugten Sekundären

$$dN_s = \frac{F(E)}{\Delta E} dE \quad (8)$$

Diese Sekundärteilchen können, wenn ΔE groß genug ist, ihrerseits wieder tertiäre Gitterstörungen usw. erzeugen. Für den Mittelwert ΔE ergibt sich

$$\Delta E = E_d \ln \left[\frac{4\mu^2}{M_1 \cdot M_2} \frac{E}{E_d} \right],$$

der in den praktisch vorkommenden Fällen einige hundert eV nicht übersteigt. Man kann deshalb bei der Erzeugung weiterer Gitterstörungen mit „Billardstößen“ rechnen. Nimmt man der Einfachheit halber — aber ohne Beschränkung der Allgemeinheit — an, daß es sich bei den Sekundären, Tertiären usw. um Atome gleicher Masse handelt, dann ergibt sich durch die Mittelung über alle Winkel aus Gleichung (2) für den Mittelwert der übertragenen Energie

$$\bar{E} = \frac{\Delta E}{2}$$

Nach dem ersten Stoß existieren somit in der 1. Generation 2 Atome, wobei jedes die Energie $\Delta E/2$ besitzt; in der 2. Generation 4 Atome mit der Energie $\Delta E/4$ und in der p -ten Generation $2^p = n$ Atome mit einer mittleren Energie $\Delta E/n$. Unter der Voraussetzung gleicher Atome interessieren Platzwechselvorgänge nicht. Für die Erzeugung einer Gitterstörung muß deshalb die Energie des stoßenden Atoms $\geq 2E_d$ sein. Damit wird

$$\frac{\Delta E}{n} = 2E_d \quad \text{und} \quad n = \frac{\Delta E}{2E_d}$$

Multipliziert man Gleichung (8) mit n , so erhält man die bei der Abbremsung des Primärteilchens um den Betrag dE erzeugte Gesamtzahl von Fehlstellenpaaren

$$dN = \frac{F(E)}{2E_d} dE$$

Wird das Primäre von E_1 auf E_2 abgebremst, so ergibt sich für die Zahl der erzeugten FRENKEL-Defekte durch Integration

$$N = \int_{E_2}^{E_1} \frac{F(E)}{2E_d} dE \quad (9)$$

Ist das Primäre ebenfalls ein Atom von der gleichen Sorte wie die Sekundären usw., so muß aus den gleichen Gründen wie oben $E_2 = 2E_d$ gesetzt werden. Nimmt man ferner als Spezialfall an, das Primäre habe seine Energie von einem Neutron der Energie E_0 erhalten, so ergibt sich für die obere Integrationsgrenze E_1 im Mittel aus Gleichung (2):

$$E_1 = \frac{2M_2}{(1+M_2)^2} E_0 = \xi E_0$$

Gleichung (9) geht dann über in

$$N = \int_{\frac{2}{\xi} E_d}^{\xi E_0} \frac{F(E)}{2 E_d} dE. \quad (9a)$$

Als weiterer Spezialfall soll die Frage beantwortet werden, wieviel Fehlstellenpaare ein Neutron der Energie E_0 bei seiner Abbremsung auf thermische Energie in einem monoatomaren Gitter erzeugt. Da das Neutron an die Primären im Mittel die Energie ξE abgibt, erzeugt es bei einer Abbremsung um dE

$$dN_p = \frac{dE}{\xi E}$$

Primäre, solange

$$E \geq \frac{E_d}{\xi}$$

ist.

Für die Gesamtzahl der bei der Abbremsung des Neutrons erzeugten „Paare“ N_g ergibt sich daher mit Gleichung (9a):

$$N_g = \int_{\frac{E_d}{\xi}}^{\frac{E_0}{\xi}} \frac{dE}{\xi E} \int_{\frac{2}{\xi} E_d}^{\xi E} \frac{F(E')}{2 E_d} dE'. \quad (10)$$

Zur zahlenmäßigen Berechnung der Gitterstörungen muß das Integral der Funktion $F(E)$ bestimmt werden, wobei zu beachten ist, daß für $E \leq E_i$

$$dE_i = 0$$

zu setzen ist, da anderenfalls der Logarithmus in Gleichung (6) negativ wird, was physikalisch keinen Sinn ergibt. Es ist deshalb zweckmäßig, die Integration in zwei Schritten durchzuführen. Damit wird Gleichung (9a)

$$N = \frac{1}{2 E_d} \left[\int_{\frac{2}{\xi} E_d}^{E_i} F(E) dE + \int_{E_i}^{\xi E_0} F(E) dE \right].$$

Bei der Durchführung der Integration von $F(E)$ gelangt man zu einem Integral von der Form $\int \frac{dx}{\ln x}$, das tabellarisch erfaßt ist [13].

Setzt man noch

$$\frac{1}{E_i - 2 E_d} \int_{\frac{2}{\xi} E_d}^{E_i} F(E) dE = \bar{F}_e$$

und entsprechend

$$\frac{1}{\xi E_0 - E_i} \int_{E_i}^{\xi E_0} F(E) dE = \bar{F}_i,$$

so erhält man schließlich:

$$N = \frac{1}{2 E_d} [\bar{F}_e (E_i - 2 E_d) + \bar{F}_i (\xi E_0 - E_i)]. \quad (9b)$$

Bei der Integration von Gleichung (10) muß nun, wenn $\xi E_0 > E_i$ ist, auch das erste Integral in zwei Intervalle unterteilt werden:

1. Neutronenenergie: $\frac{E_i}{\xi} \leq E \leq E_0$, dann

Energie der Primären: $E_i \leq E' \leq \xi E_0$ und
nach Abbremsung: $2 E_d \leq E' \leq E_i$;

2. Neutronenenergie: $\frac{E_d}{\xi} \leq E \leq \frac{E_i}{\xi}$, dann

Energie der Primären: $2 E_d \leq E' \leq E_i$.

Das Integral lautet dann:

$$N_g = \frac{1}{2 \xi E_d} \left[\int_{\frac{E_i}{\xi}}^{\frac{E_0}{\xi}} \frac{dE}{E} \left\{ \int_{E_i}^{\xi E} F(E') dE' + \int_{2 E_d}^{E_i} F(E') dE' \right\} + \int_{\frac{E_d}{\xi}}^{\frac{E_i}{\xi}} \frac{dE}{E} \int_{2 E_d}^{\xi E} F(E') dE' \right].$$

Das ergibt unter Benutzung der bereits für Gleichung (9b) errechneten Integrale von $F(E)$:

$$N_g = \frac{1}{2 \xi E_d} \left[\bar{F}_i \left\{ \xi E_0 - E_i \left(1 + \ln \frac{\xi E_0}{E_i} \right) \right\} + \bar{F}_e \left\{ E_i \left(1 + \ln \frac{\xi E_0}{E_i} \right) - E_d \left(1 + 2 \ln \frac{\xi E_0}{E_d} \right) \right\} \right]. \quad (10a)$$

Ist $E_0 \leq \frac{E_i}{\xi}$, vereinfacht sich Gleichung (10a) zu:

$$N_g \approx \frac{\bar{F}_e}{2 \xi E_d} \left[\xi E_0 - E_d \left(1 + 2 \ln \frac{\xi E_0}{E_d} \right) \right], \quad (10b)$$

wobei in diesem Falle für \bar{F}_e der Mittelwert anzusetzen ist, der der oberen Integrationsgrenze ξE_0 entspricht.

Tatsächlich hängen natürlich \bar{F}_e und \bar{F}_i von der Neutronenenergie ab, so daß die Gleichungen (10a) und (10b), bei denen \bar{F}_e und \bar{F}_i entsprechend der oberen Grenzenergie E_i bzw. ξE_0 konstant gesetzt sind, etwas zu große Werte ergeben. Der Fehler ist jedoch, solange $\xi E_0 > E_i$ ist, unerheblich und beträgt bei $\xi E_0 < E_i$ einige Prozent.

Für den Fall, daß $\xi E_0 > E_i$ ist, kann wegen $E_d \ll E_i$ und da — wie die Rechnung ergibt — auch $\bar{F}_i \ll \bar{F}_e$ ist, Gleichung (10a) in folgender Weise vereinfacht werden:

$$N_g \approx \frac{1}{2 \xi E_d} \left[\bar{F}_i \xi E_0 + \bar{F}_e E_i \left(1 + \ln \frac{\xi E_0}{E_i} \right) \right]. \quad (10c)$$

Die numerische Berechnung ergibt für ein Neutron von 2 MeV und Graphit als Bremssubstanz mit

$M = 12$, $Z = 6$, $\xi = 0,142$, $E_d = 25$ eV, $E_i = 11$ keV
(aus den Angaben von SEITZ berechnet)

für

$$\bar{F}_e = 0,45 \quad \text{und für} \quad \bar{F}_i = 1,1 \cdot 10^{-3}.$$

Damit erhält man aus Gleichung (9b) für die je Neutronenstoß erzeugten FRENKEL-Defekte

$$N = 105.$$

Nach Gleichung (21) der SEITZschen Arbeit [7] ergibt sich

$$N = 76,$$

nach Gleichung (2.18) der Arbeit von KINCHIN und PEASE [5]

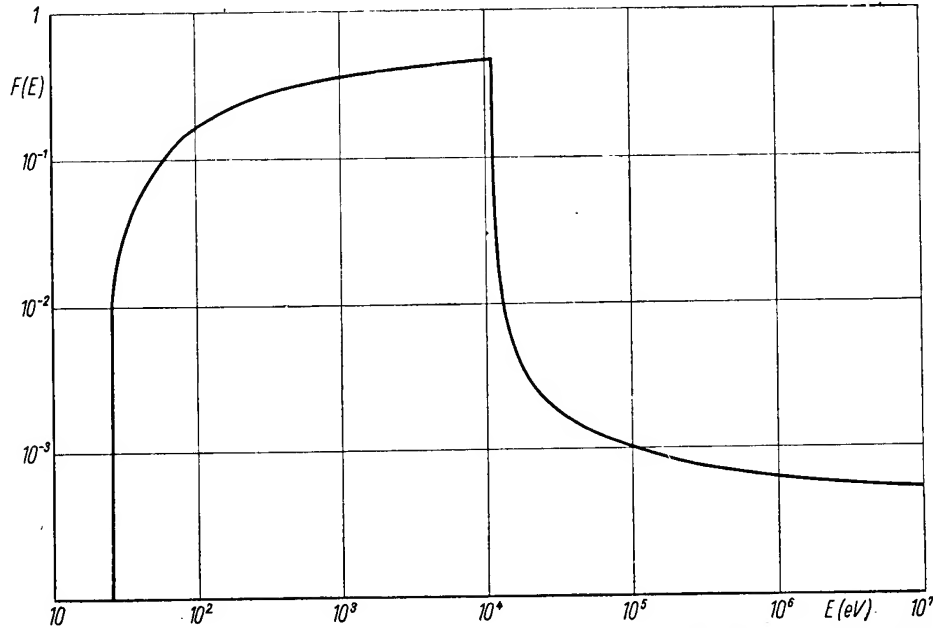
$$N = 218.$$

Für die Gesamtzahl der bei der Abbremsung eines Neutrons von 2 MeV auf thermische Energie in Graphit erzeugten FRENKEL-Defekte folgt aus Gleichung (10a) bzw. (10c)

$$N_g = 2960.$$

IV. Diskussion

Die Abbildung, die den Kurvenverlauf von $F(E)$ für Graphit wiedergibt, zeigt sehr anschaulich, daß, solange die Energie des Primärteilchens $E > E_i$ ist, das Primäre fast seine gesamte Energie durch Ionisierung an die durchstrahlte Substanz abgibt, bis es auf E_i abgebremst ist. Damit ist gleichzeitig für eine Neutronenenergie $E_0 > \frac{E_i}{\xi}$ die Anzahl der je Neutronenstoß erzeugten Defekte praktisch konstant. Ist $E \leq E_i$, so wird etwa die Hälfte der Energie für die Erzeugung von FRENKEL-Defekten verbraucht. Für $E < 2E_d$ werden dann nur noch Gitterschwingungen angeregt.



Verhältnis der bei der Abbremsung eines C-Atoms in Graphit für die Erzeugung von FRENKEL-Defekten verbrauchten Energie zur Gesamtenergie

Bei dem hier durchgeführten Näherungsverfahren ist stillschweigend vorausgesetzt, daß bei der Bestrahlung eines Festkörpers mit schnellen Neutronen primär nur FRENKEL-Defekte entstehen, was nicht als erwiesen betrachtet werden kann. Ferner sind der Einfachheit halber oder mangels Kenntnis genauer Daten verschiedentlich Mittelwerte benutzt worden. Auch wurde der durch die Ablösearbeit verursachte unelastische Energieverlust beim Stoß vernachlässigt. Außerdem wurde angenommen, daß alle Atome, die eine Energie übertragen erhalten, die größer als E_d ist, aus ihrer Gitterposition entfernt werden, eine Annahme, die nicht unbedingt zutreffend ist. Bei der recht groben Näherung der Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen wurde die Abnahme des Ionisierungsgrades des Primärteilchens bei der Abbremsung durch Elektroneneinfang nicht berücksichtigt. Eine Reihe von Fehlern, die von diesen Vernachlässigungen verursacht werden, treten wegen der geringen Veränderlichkeit der logarithmischen Glieder nur wenig in Erscheinung.

Zur Überprüfung der Theorie durch das Experiment wären folgende Bedingungen zu erfüllen:

1. Kenntnis des Neutronenspektrums — oder noch besser, Benutzung einer leistungsfähigen monochromatischen Neutronenquelle,
2. Kenntnis der Korrelation zwischen erzeugtem Gitterdefekt und der Veränderung irgendeiner meßbaren Eigenschaft des bestrahlten Materials,
3. Verhinderung der Rekombination von Zwischengitteratomen und Leerstellen und Bildung von Anhäufungen derselben durch Diffusion oder andere Ausheilprozesse, die bei allen bestrahlten Materialien schon weit unter Zimmertemperatur einsetzen.

Die Erfüllung all dieser Forderungen ist sehr schwierig. Es sind deshalb vorläufig noch so gut wie keine Versuche bekannt, bei denen die experimentell gegebenen Daten ausreichen, um einen solchen Vergleich zwischen Theorie und Praxis durchführen zu können. Lediglich einige mehr oder weniger grobe Abschätzungen existieren, von denen hier noch drei angeführt werden sollen.

MAYER u. a. [14] haben die innere Energiezunahme von neutronenbestrahltem Graphit gemessen. Aus den angegebenen Werten läßt sich die Anzahl der je Neutronenstoß erzeugten FRENKEL-Defekte mit $N \approx 70$ abschätzen. DIENES [15] hat mit Hilfe der Streuung extrem langsamer Neutronen an den durch schnelle Neutronen erzeugten Gitterdefekten in Graphit deren Anzahl zu bestimmen versucht. Es ergibt sich $N \approx 95$. Berechnungen, die von PRIMAK [16] ebenfalls an Graphit auf Grund verschiedener Eigenschaftsänderungen durchgeführt wurden, ergaben $N \approx 130-150$ Fehlstellenpaare je Neutronenstoß. Hierbei ist jedoch aus den Angaben von PRIMAK nicht klar ersichtlich, ob sich die so errechneten

neten Werte von N auf den thermischen oder nur auf den schnellen Neutronenfluß beziehen. Bei den hier durchgeführten Vergleichen wurde wegen der großen freien Weglänge der Neutronen und den geringen Abmessungen der Proben angenommen, daß ein Neutron — wenn überhaupt — nur einmal mit einem Kohlenstoffatom zusammenstößt, während die Primären, Sekundären usw. wegen ihrer geringen freien Weglänge völlig innerhalb der Probe abgebremst werden. Für den Wirkungsquerschnitt von Kohlenstoff für schnelle Neutronen wurde $\sigma_s = 2,5$ barn gesetzt. Wie man sieht, stimmen die experimentell ermittelten Werte mit der aus Gleichung (9b) errechneten Anzahl von etwa 100 Fehlstellenpaaren je Neutronenstoß größenordnungsmäßig überein. Für eine Bestätigung der Theorie sind jedoch zweifellos noch genauere Experimente erforderlich.

Herrn ZETZSCHE danke ich für die Überprüfung der numerischen Berechnungen.

Eingegangen am 21. 5. 1958

Literatur

- [1] Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, New York 1956, VII.
- [2] SACHAROV, A. J., *VOH* 57 (1955), S. 525.
- [3] LINTNER, K., und E. SCHMID, *Ergebn. exakt. Naturwiss.* 28 (1955), S. 302.
- [4] GLEN, J. W., *Advances Phys.* 4 (1955), S. 381.
- [5] KINCHIN, G. H., und R. S. PEASE, *Rep. Progr. Phys.* 18 (1955), S. 1.
- [6] CAUCHOIS, Y., u. a., *Action des rayonnements de grande énergie*, Gauthier-Villars, Paris 1956.
- [7] SEITZ, F., *Disc. Faraday Soc.* 5 (1949), S. 271.
- [8] BRINKMANN, J. A., *J. Appl. Phys.* 25 (1954), S. 961.
- [9] BORN, M., *Z. Physik* 37 (1924), S. 863.
- [10] BETHE, H., *Ann. Phys.* 5 (1930), S. 325.
- [11] MOTT und MASSEY, *Theory of Atomic Collisions*, Oxford, Univ. Press 1949.
- [12] BOHR, N., K. *Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 18, 8 (1948).
- [13] JAHNKE-EMDE, *Tafeln höherer Funktionen*, Teubner, Leipzig 1952.
- [14] G. M. MAYER et al., *Modifications produced in Non-metallic Materials by Radiation, and the Thermal Healing of These Effects*, PUAE P/362, 12B, VII.
- [15] G. J. DIENES, *Theoretical Aspects of Radiation Damage in Metals*, PUAE P/750, 13B, VII.
- [16] PRIMAK, W., *Phys. Rev.* 103 (1956), S. 1681.

Entfernung radioaktiver Ionen aus hochverdünnten wäßrigen Lösungen durch Mitfällung

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Radioaktivität, Leipzig)

U. STÜRZER

Als Vorstudie für die Entseuchung radioaktiver Laboratoriums-abwässer durch Mitfällung mit voluminösen Niederschlägen wurde das Verhalten von sehr geringen Mengen einzelner radioaktiver Ionen gegenüber verschiedenen Fällungsmitteln überprüft, wobei radioaktive PO_4^{3-} -Ionen, Co^{2+} -Ionen und Cs^+ -Ionen und als Koagulationsmittel Eisenoxydhydrate, Aluminiumoxydhydrate, Kupferferrocyanid- und Eisenferrocyanidniederschläge verwendet wurden. Die Abhängigkeit der mitgefällten Menge der genannten radioaktiven Ionen von verschiedenen Faktoren, wie pH -Wert, Fällungsmittelmenge, Äquivalentverhältnis der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen bei Anwendung der einzelnen Fällungsmittel wird gezeigt.

1. Einleitung

Zur Dekontaminierung radioaktiver Abwässer werden verschiedene Methoden, wie Anwendung von Ionenaustauschern, Verdampfen, elektrochemische Abscheidung, Trägerfällung, Adsorption, biologische Verfahren u. a. vorgeschlagen und angewendet. Welche Methode jeweils am vorteilhaftesten ist, richtet sich hauptsächlich nach der anfallenden Abwassermenge, der Art und Konzentration der enthaltenen radioaktiven und inaktiven Ionen, den örtlichen Gegebenheiten und ökonomischen Gesichtspunkten. Eine allgemein anwendbare „Universalmethode“ kann es deshalb nicht geben. Die im Institut für angewandte Radioaktivität anfallenden radioaktiven Laboratoriumsabwässer sollen durch Mitfällung mit Hilfe von Flockungsmitteln entseucht werden.

In der Literatur sind zahlreiche Versuche über die Anwendung von Fällungsmitteln für die Wasserdekontaminierung beschrieben. Eisen- und Aluminiumhydroxydniederschläge werden besonders häufig als Mitfällungsmittel verwendet. ELIASSEN und LAUDERDALE [1] berichten über Versuche zur Entseuchung radioaktiv verseuchten Regenwassers mit 70–364 Z/min l durch Fällung mit Aluminium- bzw. Eisensalzen. Es wurden 30–70% der β -Aktivität und 35–80% des Sr erfaßt. MORTON und STRAUB ([2], [3]) untersuchten ebenfalls die Dekontamination von Trinkwasser mit Aluminiumsulfat, Ferrosulfat und Ferrichlorid. Es wurden 98% des radioaktiven Phosphors, Cers und Yttriums aus dem Wasser entnommen. ^{131}J , das in vielen medizinischen Laboratorien verwendet wird, konnte durch Aluminium- oder Eisensalze nicht ausgefällt werden. Bei Zusatz von Aktivkohle, Kupfersulfat oder Silbernitrat wurden 98% des ^{131}J adsorbiert. Bei Mischungen von Radioisotopen wurde mit Aluminium- und Eisenfällungsmitteln ein Gesamtwirkungsgrad von 70–80% erreicht. CHRISTENSON und Mitarbeiter [4] führten Versuche zur Entseuchung Plutonium enthaltender Laboratoriumsabwässer mit Eisenchlorid unter Kalk-, Ammoniak- bzw. Natronlauge-

zugabe sowie mit Aluminiumsulfat unter Kalk- und Ammoniakzugabe durch. Kalkzugabe bis $\text{pH} > 9,5$ erwies sich als besonders günstig. Bei sehr hohen Plutoniumgehalten können eventuell Serienfällungen nötig werden. HIGGINS und WYMER [5] entfernten mit $\text{Fe}(\text{OH})_2 \cdot \text{MnO}_2$ mehr als 90% des enthaltenen Nb, Ru und Zr aus hochradioaktiven Aluminiumnitratabfällen. Auch die Entseuchung radioaktiver Abwässer durch Mitfällung der radioaktiven Nuklide mit Phosphaten, besonders mit Calciumphosphat, hat sich als günstig erwiesen. Eine besonders umfassende Arbeit über die Entfernung von Radiostrontium durch Phosphatkoagulation stammt von NESBITT und Mitarbeitern [6]. LAUDERDALE [7] untersuchte die Verwendbarkeit von Calciumphosphat, hergestellt aus Na_3PO_4 bzw. KH_2PO_4 und $\text{Ca}(\text{OH})_2$. Bei $\text{pH} \approx 11$ und Phosphatüberschuß konnten 97,8–99% des radioaktiven Ce, Sr, Y und Zn, jedoch nur 67,4% des Sb und 10% des W aus dem Abwasser entnommen werden. Bei Kombination der Phosphatfällung mit einer Tonbehandlung konnten > 99% der Aktivität von Uranzerfallsprodukten mitgefällt werden. MORTON und STRAUB [2] berichten, daß Fällung von Rohwasser mit Phosphaten sehr gute Ergebnisse lieferte. Bis zu 99,9% der radioaktiven Substanzen befinden sich im Niederschlag, wenn pH und Fällungsmittelverhältnis genau eingestellt sind. Im halbtechnischen Maßstab ergab die Phosphatfällung unter Tonzugabe einen Wirkungsgrad bis zu 90%. ELIASSEN und LAUDERDALE [1] erzielten mit der Phosphatfällung im Trinkwasser bei $\text{pH} 11$ –11,5 eine 85–95%ige Entnahme der β -Aktivität und eine 65 bis 95%ige Entnahme des Sr. Mit dem Kalk-Soda-Verfahren werden nach MORTON und STRAUB [2] 95–99% des Sr, Ca, Ba, Y, Sc und Zr mitgefällt. In einem halbtechnischen Versuch konnten bis zu 90% der Aktivität aus Trinkwasser entfernt werden, während ELIASSEN und LAUDERDALE [1] bis zu 75% Entnahme der β -Aktivität und des Sr erreichten. KRIEGER, KAHN und STRAUB [5] benutzten Kupferferrocyanid zur Mitfällung von Cs und Ru aus hochaktiven sauren Nitratrückständen, BURNS und STEDWELL [9] entwickelten ein Verfahren zur Entfernung von Cs mit Nickelferrocyanid bei $\text{pH} < 10$ und von Sr mit einem Gemisch von Nickelferrocyanid und Calcium- bzw. Strontiumphosphat bei $\text{pH} \approx 9,5$ aus in Hanford anfallenden Abwässern. SCHULZ und MCKENZIE [10] entfernten Cs aus wäßrigen radioaktiven Abfällen durch Zufügen von $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ zu der sauren Lösung, Neutralisation bis $\text{pH} 9,5$ und Zusatz von Nickelsulfat. CLIFFORD und BURNS [11] benutzten Co-, Ni-, Mn-, Cu- und Fe-ferrocyanid zur Entseuchung Sr- und Cs-haltiger

Abwässer, wie Spaltproduktabwässer. Nach DEJONGHE [12] ist in Belgien die Fällung mit FeSO_4 und Phosphat für die Entseuchung von schwach radioaktiven Abwässern einer Kernenergieanlage geplant.

Häufig werden auch mehrere Fällungsverfahren nacheinander nebeneinander angewandt. LOWE [13] beschreibt einen Fällungszyklus für Spaltproduktabwässer. Dabei werden zunächst bei pH 4 FeS , dann bei pH 10 $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ und $\text{Fe}(\text{OH})_2$ gefällt. Da Ru hierbei nicht erfaßt wird, setzt man zu dessen Entfernung noch 10 Vol.-% NaOCl zu. Nach einem Zyklus wird ein Entseuchungsfaktor von 10^3 , nach zwei Zyklen von 10^4 und nach drei Zyklen von 10^5 erreicht. Dabei ergibt sich der Dekontaminierungsfaktor aus dem Verhältnis der Impulszahlen vor und nach der Fällung. NEWELL und Mitarbeiter [14] haben die radioaktiven Abwässer der Wäscherei eines Kernreaktors durch Zugabe folgender Flockungsmittel entseucht: 300 mg CaCl_2/l , 20 mg $\text{Na-silicat}/\text{l}$, 60 mg Fe als FeCl_3/l und Natronlauge bis pH 12. Der Wirkungsgrad betrug 85 % bei einem Schlammfall von $58,5 \text{ l/m}^3$. Ähnlich reinigten GOODGAL, GLOGNA und CARRITT [15] Flußwasser durch Zusatz von 100 mg $\text{Ca}(\text{OH})_2/\text{l}$ und 10 mg $\text{Na-silicat}/\text{l}$ mit einem Wirkungsgrad von 91,6 % sowie durch Zusatz von 120 mg $\text{Ca}(\text{OH})_2/\text{l}$, 40 mg FeSO_4/l und 20 mg NaOH/l mit einem Wirkungsgrad von 90,6 %. BARNETT und MEAD [16] gelang bei Laboratoriumsversuchen die Entseuchung flüssiger Abfälle, die Ra, Th, Ac und Töchter enthalten, durch Zugabe von BaCl_2 , $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$ und Aktivkohle. Die Literaturangaben beziehen sich in sehr vielen Fällen auf ganz spezielle Abwässer und können nicht direkt auf andere Abwassertypen angewendet werden. Deshalb wurden als Vorstudie für die Entseuchung radioaktiver Laboratoriumsabwässer durch Mitfällung Modellversuche mit sehr geringen Mengen radioaktiver Ionen und verschiedenen Fällungsmitteln durchgeführt.

2. Ausführung der Versuche

Die Untersuchungen wurden mit sehr verdünnten wäßrigen Lösungen einzelner radioaktiver Ionen als Modellabwässer durchgeführt.

Tabelle 1. Im Modellabwasser enthaltene Nuklidmengen

zu entfernendes Ion	Nuklid	g/Versuch	g/l
Co^{2+}	^{60}Co	$0,8 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
Cs^+	^{137}Cs	$0,55 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
PO_4^{3-}	(+ ^{137}Ba) ^{32}P	$0,41 \cdot 10^{-12}$	$1,64 \cdot 10^{-11}$

Dazu wurde 1 ml einer radioaktiven Stammlösung, welche etwa die in Spalte 3 der Tab. 1 angegebene Menge des radioaktiven Nuklids enthielt, in einem Meßkölbchen von 25 ml Inhalt auf $\approx 18 \text{ ml}$ verdünnt, die dem vorgesehenen pH entsprechende Menge Alkali bzw. Säure zugegeben und mit den gewünschten Fällungsmitteln versetzt. Nach Auffüllen mit destilliertem Wasser auf 25 ml

wurde der pH -Wert der Proben bestimmt. Diese wurden bei den Oxydhydratfällungen 4 Stunden unter gelegentlichem Umrühren, so daß sich die hochvoluminösen Niederschläge nicht absetzen konnten, stehengelassen (bei den Ferrocyanidfällungen 20 Stunden), dann die überstehende klare Lösung abpipettiert. Eine Nullprobe wurde durch Verdünnen von 1 ml der radioaktiven Stammlösung auf 25 ml ohne Zusatz von Flockungsmitteln hergestellt. Die Aktivitäten der klaren abpipettierten Lösungen und der Nullprobe wurden in einem Flüssigkeitszählrohr bestimmt (Inhalt 12 ml) und aus den erhaltenen Werten die nicht adsorbierte Menge der radioaktiven Ionen in Prozent berechnet. In den meisten Fällen wurden drei Parallelbestimmungen durchgeführt und der Fällungsmittelüberschuß im allgemeinen so groß gewählt, daß die adsorbierte Menge an radioaktiven Ionen nahezu unabhängig von der Flockungsmittelmenge wird.

3. Mitfällung mit Eisenoxydhydraten und Aluminiumoxydhydraten

3.1. Entfernung von Phosphationen

Mitfällungsversuche mit Eisen(II)-sulfat bzw. Eisen(III)-sulfat und verschiedenen alkalischen Fällungsmitteln ergaben, daß der pH -Wert einen ausschlaggebenden

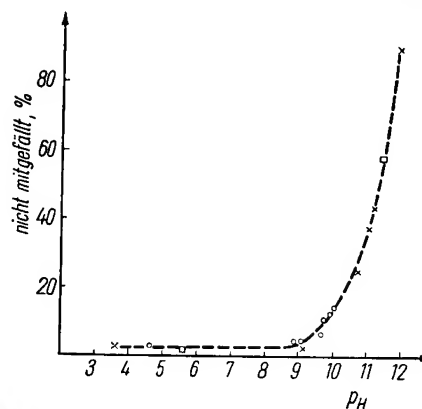


Abb. 1. Mitfällung von PO_4^{3-} -Ionen mit Eisenhydroxydniederschlägen

- Niederschläge aus Eisen(II)-sulfat [$4 \cdot 10^{-3}$ Äqu. FeSO_4/l] und Natronlauge
- Niederschläge aus Eisen(III)-sulfat [$6,8 \cdot 10^{-3}$ Äqu. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}$] und Natriumcarbonat
- × Niederschläge aus Eisen(III)-sulfat [$6,8 \cdot 10^{-3}$ Äqu. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}$] und Natronlauge

Einfluß auf die Mitfällung von Phosphationen mit Eisenoxydhydratniederschlägen besitzt, während die durch Mitfällung mit verschiedenen Eisensalzen und unterschiedlichen alkalischen Fällungsmitteln ermittelten Werte praktisch eine einzige Kurve ergeben. Im pH -Bereich < 9 gelang es in allen Fällen, etwa 98 % der in Lösung befindlichen Phosphationen mitzufällen, während bei pH -Werten > 9 die mitgefällte Phosphationenmenge mit steigendem pH rasch absinkt (Abb. 1). Adsorption an Eisen(III)-oxydhydrat wurde von BOOTH [17] und

COHN [18] zur Anreicherung von radioaktivem Phosphat durchgeführt, das durch Beschuß von Schwefel mit Neutronen hergestellt wurde. BOOTH benutzte dabei Ammoniak zur Fällung und gibt an, daß NaOH oder KOH nicht geeignet sind, weil das basische Phosphat dann nicht gebildet würde. BOOTH dürfte bei seinen Versuchen NaOH bzw. KOH im Überschuß angewendet haben, wobei er automatisch in das p_H -Gebiet > 9 kam und deshalb schloß, daß NaOH und KOH als Fällungsmittel nicht geeignet sind. Durch Adsorption an Aluminiumoxydhydrat, das aus Aluminiumsulfat mit Soda-lösung gefällt wurde, konnte die Phosphationenkonzentration der Modellabwässer stark gesenkt werden, es wurden bis zu 97,5% adsorbiert, jedoch schwankten die adsorbierten Phosphatmengen bei den Parallelbestimmungen stark, so daß die Entfernung durch Adsorption an $Fe(OH)_3$ oder $Fe(OH)_2$ günstiger erscheint.

Tabelle 2. Versuche über Mitfällung von $^{32}PO_4^{3-}$ -Ionen mit Eisenoxydhydratniederschlägen. Variation des p_H und der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen

Eisensalz		alkalisches Fällungsmittel	p_H	nicht mitgefällt %
Art	Menge in Äqu./25 ml			
$FeSO_4$	$1 \cdot 10^{-4}$	NaOH	5,6	1,4
$FeSO_4$	$1 \cdot 10^{-4}$	NaOH	11,5	57,9
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	4,7	2,6
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	8,9	4,3
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	9,1	4,1
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	9,7	6,7
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	9,8	10,9
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	10	12,8
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	Na_2CO_3	10,1	14,0
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	3,6	2,1
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	9,2	0,6
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	10,8	24,6
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	11,1	37,0
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	11,3	43,2
$Fe_2(SO_4)_3$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	NaOH	12,0	90,0

3.2. Entfernung von Kobaltionen

Studien über die Adsorption zweiwertiger Ionen an Eisen(III)-oxydhydrat wurden von KURBATOV und Mitarbeitern ([19]–[26]) durchgeführt. Dabei betrachteten diese ein wasserhaltiges Gel als Ionenaustauscher und fanden, daß die Adsorption divalenter Ionen ein Gleichgewicht erreicht. Das Massenwirkungsgesetz wurde auf den Adsorptionsvorgang angewendet und für Adsorptionen bei konstantem Volumen, wenn die Aktivitäten der Ionen in Lösung, ihre molaren Konzentrationen und andere Ionenkonzentrationen, wie die der Chloride, effektiv konstant sind, folgende Gleichung abgeleitet:

$$K = \frac{y}{1-y} \frac{(H_3O^+)^2}{(g\text{-Atome Fe})^2}$$

Dabei stellt y die adsorbierte und $1-y$ die nichtadsorbierte Fraktion dar. KURBATOV und Mitarbeiter verwendeten bei ihren Versuchen $FeCl_3$ und fällten das Eisen(III)-oxydhydrat mit Ammoniak in Gegenwart eines Über-

schusses an Ammoniumchlorid, um auf diese Weise die Anionenkonzentration praktisch konstant zu halten. Die Adsorptionsmittelmenge wurde im allgemeinen so gering gewählt, daß im Bereich der Gültigkeit des HENRYSchen Gesetzes gearbeitet wurde.

Wir führten Untersuchungen über die Abhängigkeit der mitgefällten Kobaltionenmenge vom p_H -Wert und von der Art des zur Fällung verwendeten Eisen- bzw. Aluminiumsalzes sowie des alkalischen Fällungsmittels durch. Bei allen Fällungen wurde ein großer Überschuß des Fällungsmittels angewendet, so daß sich bei der Reduzierung der verwendeten Fällungsmittelmenge auf $\frac{1}{4}$ die mitgefällte Kobaltmenge nicht verringert (Tab. 3). Da nicht unter Luftabschluß gearbeitet wurde,

Tabelle 3. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $Fe_2(SO_4)_3$ und Na_2CO_3 . Variation der Fällungsmittelmenge (Konstant: $p_H = 9,6$)

Äqu. $Fe_2(SO_4)_3$ 25 ml	mg $Fe_2(SO_4)_3$ 1	nicht mitgefällt %
$0,425 \cdot 10^{-4}$	113,3	1,0
$0,85 \cdot 10^{-4}$	226,5	1,3
$1,7 \cdot 10^{-4}$	453,0	1,25

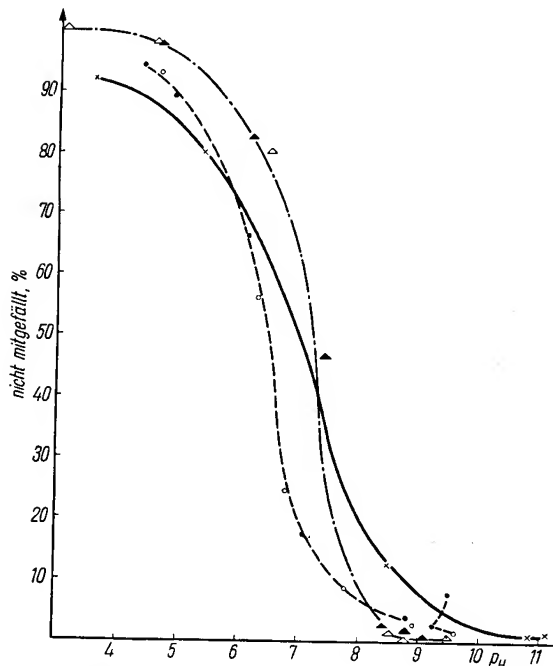
gingen die aus Eisen(II)-carbonat bzw. Eisen(II)-hydroxyd bestehenden Niederschläge während des Versuches teilweise oder ganz in Eisen(III)-oxydhydrat über. Zur Mitfällung von Kobaltionen wurden folgende Fällungsmittel verwendet:

Eisen- bzw. Aluminiumsalz	alkalisches Fällungsmittel
$FeSO_4$	NaOH
$FeSO_4$	Na_2CO_3
$Fe_2(SO_4)_3$	NaOH
$Fe_2(SO_4)_3$	Na_2CO_3
$Fe_2(SO_4)_3$	NH_4OH
$Al_2(SO_4)_3$	Na_2CO_3
$Al_2(SO_4)_3$	NH_4OH

In allen Fällen zeigte sich eine starke p_H -Abhängigkeit der Mitfällung. Im alkalischen Gebiet konnten die Kobaltionen weitgehend aus dem Modellabwasser entfernt werden, während mit fallendem p_H die nicht mitgefällte Kobaltionenmenge rasch ansteigt (Abb. 2).

Tabelle 4. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $FeSO_4$ und Alkalien. Variation des p_H und des alkalischen Fällungsmittels (Konstant: $1 \cdot 10^{-4}$ Äqu. $FeSO_4/25$ ml = 304 mg $FeSO_4/l$)

p_H	alkalisches Fällungsmittel	nicht mitgefällt %
5,8	NaOH	62,3
7,0	NaOH	9,8
10	NaOH	1,6
11	NaOH	1,5
5,8	Na_2CO_3	75,4
6,1	Na_2CO_3	32,8
9,0	Na_2CO_3	1,5

Abb. 2. Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit Eisenhydroxydniederschlägen und Aluminiumhydroxydniederschlägen

× Niederschläge aus Eisen(III)-sulfat $[6,8 \cdot 10^{-3} \text{ Äqu. } \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}]$ und Natronlauge
 Δ Niederschläge aus Eisen(III)-sulfat $[6,8 \cdot 10^{-3} \text{ Äqu. } \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}]$ und Ammoniak
 ▲ Niederschläge aus Aluminiumsulfat $[5,7 \cdot 10^{-3} \text{ Äqu. } \text{Al}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}]$ und Ammoniak
 ○ Niederschläge aus Eisen(III)-sulfat $[6,8 \cdot 10^{-3} \text{ Äqu. } \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}]$ und Natriumcarbonat
 ● Niederschläge aus Aluminiumsulfat $[5,7 \cdot 10^{-3} \text{ Äqu. } \text{Al}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}]$ und Natriumcarbonat

Tabelle 5. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ und Alkalien. Variation des pH und des alkalischen Fällungsmittels (Konstant: $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ Äqu. } \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/25 \text{ ml} = 453 \text{ mg } \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}$)

pH	alkalisches Fällungsmittel	nicht mitgefällt %	pH	alkalisches Fällungsmittel	nicht mitgefällt %
4,7	Na_2CO_3	93,0	10,8	NaOH	0,7
6,3	Na_2CO_3	56,0	11,1	NaOH	1,5
6,8	Na_2CO_3	24,5	3,1	NH_4OH	100
7,8	Na_2CO_3	8,75	4,6	NH_4OH	97,9
8,9	Na_2CO_3	2,7	6,5	NH_4OH	80,15
9,6	Na_2CO_3	1,25	8,5	NH_4OH	1,4
3,6	NaOH	92,3	8,75	NH_4OH	0,5
5,4	NaOH	80,4	9,0	NH_4OH	0,5
8,5	NaOH	12,6	9,5	NH_4OH	0,2

Tabelle 6. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$ und Alkalien. Variation des pH und des alkalischen Fällungsmittels (Konstant: $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ Äqu. } \text{Al}_2(\text{SO}_4)_3/25 \text{ ml} = 322 \text{ mg } \text{Al}_2(\text{SO}_4)_3/\text{l}$)

pH	alkalisches Fällungsmittel	nicht mitgefällt %	pH	alkalisches Fällungsmittel	nicht mitgefällt %
4,4	Na_2CO_3	94,7	4,7	NH_4OH	97,8
4,9	Na_2CO_3	89,2	6,2	NH_4OH	82,5
6,15	Na_2CO_3	66,6	7,45	NH_4OH	47,0
7,1	Na_2CO_3	17,9	8,45	NH_4OH	2,8
8,8	Na_2CO_3	4,2	8,8	NH_4OH	1,8
9,25	Na_2CO_3	2,9	9,1	NH_4OH	0,75
9,5	Na_2CO_3	7,6			

„Kernenergie“ Sonderausgabe 1958

4. Mitfällung mit Ferrocyaniden

4.1 Entfernung von Cäsiumionen

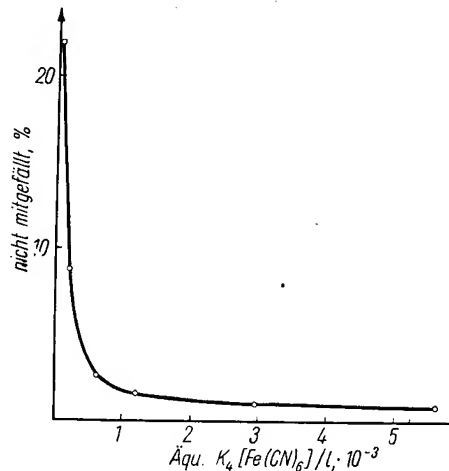
Da auf Grund der guten Löslichkeit der meisten Alkaliverbindungen keine nennenswerte Mitfällung von ^{137}Cs -Ionen bei den üblichen Fällungsmethoden, z. B. mit Eisen- und Aluminiumsalzen stattfindet, müssen zu ihrer Entfernung spezielle Methoden angewendet werden. In der Literatur ist vorzüglich die Verwendung von alkalihaltigen schwerlöslichen Ferrocyaniden, wie Cu-, Co- und Ni-ferrocyaniden, beschrieben. Es wurden Untersuchungen über Mitfällung von Cäsiumionen mit den aus CuSO_4 bzw. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ und $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ entstehenden Niederschlägen durchgeführt.

4.1.1 Mitfällung mit Kaliumferrocyanid und Kupfersulfat. Tab. 7 zeigt den Einfluß des Verhältnisses der

Tabelle 7. Versuche über Mitfällung von ^{137}Cs -Ionen mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und CuSO_4 . Einfluß des Verhältnisses der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen, $V_1 = \text{Äqu. } \text{CuSO}_4/\text{Äqu. } \text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$, und des pH

pH (eingestellt mit HCl bzw. NH_4OH)	CuSO_4 Äqu./25 ml	$\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ Äqu./25 ml	V_1	nicht mitgefällt %
10	$0,93 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,63	Kolloid-
10	$1,395 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,95	bildung
10	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,27	2,5
10	$4,65 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	3,16	1,3
10	$17,2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	11,7	4,0
5,8	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,27	0,4
5,1	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,27	0,9
3,9	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,27	1,0

das Fällungsmittel bildenden Verbindungen — Äqu. $\text{CuSO}_4/\text{Äqu. } \text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] = V_1$ — auf die Größe der mitgefällten Cäsiumionenmenge. Mit Fällungsmittelbildnerverhältnissen < 1 bilden sich neben Niederschlägen stets auch rosa gefärbte Kolloide, so daß eine hinreichende

Abb. 3. Mitfällung von ^{137}Cs -Ionen mit Kupferferrocyanid
Einfluß der Fällungsmittelmenge

(Konstant: $V_1 = \frac{\text{Äqu. } \text{CuSO}_4}{\text{Äqu. } \text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 1,27$)

Mitfällung der Cäsiumionen nicht möglich ist. Bei $V_1 > 1$ dagegen gelang eine weitgehende Entseuchung des Modellabwassers. Innerhalb des untersuchten Bereichs ist keine wesentliche p_H -Abhängigkeit der mitgefällten Cäsiumionenmenge festzustellen, im Gegensatz z. B. zu der Mitfällung von Kobaltionen und Phosphationen mit Eisen- und Aluminiumhydroxydniederschlägen, die stark p_H -abhängig sind. Dieses unterschiedliche Verhalten dürfte darauf zurückzuführen sein, daß im ersten Falle ein Einbau des Cs in den Niederschlag erfolgt und im zweiten eine Adsorption an der Teilchenoberfläche stattfindet. Abb. 3 zeigt den Einfluß der Fällungsmittelmenge auf die Mitfällung von Cäsiumionen.

4.1.2. *Mitfällung mit Kaliumferrocyanid und Eisen(III)-sulfat.* Auch mit $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ und $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ gelang, ebenso wie bei den Untersuchungen mit CuSO_4 und $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$, bei allen Fällungsmittelbildnerverhältnissen Äqu. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] = V_2 > 1$ im sauren Gebiet eine weitgehende Entfernung der Cäsiumionen, unabhängig von der Größe des Überschusses an Eisen(III)-Ionen. Bei $V_2 < 1$ werden blaue kolloidale Lösungen gebildet, und es tritt überhaupt keine Fällung ein. Im p_H -Gebiet < 7 wurde keine Abhängigkeit der mitgefällten Cäsiummenge vom p_H beobachtet, im alkalischen Gebiet dagegen ist infolge Zersetzung des Berliner Blau unter Bildung von Eisenhydroxyd keine genügende Mitfällung mehr möglich (Tab. 8). In Abb. 4 ist die Abhängigkeit der nicht mitgefällten Cäsiumionenmenge in Prozent von der Fällungsmittelmenge dargestellt.

Tabelle 8. Versuche über Mitfällung von ^{137}Cs -Ionen mit $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ und $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$. Einfluß des p_H und des Fällungsmittelbildnerverhältnisses Äqu. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] = V_2$

p_H (eingestellt mit HCl bzw. NH_4OH)	$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ Äqu./25 ml	$\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ Äqu./25 ml	V_2	nicht mitgefällt %
4,9	$0,51 \cdot 10^{-4}$	$0,882 \cdot 10^{-4}$	0,58	Kolloid- bildung
4,5	$0,85 \cdot 10^{-4}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$	1,16	0,4
2	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$	18,4	1,0
2	$1,87 \cdot 10^{-4}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$	25,4	0,8
2	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$	32,4	2,4
1,9	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	0,8
2,9	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	0,6
4,1	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	0,4
4,3	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	0,7
8,7	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	16,1
8,8	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	17,9
8,9	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	22,1
9,0	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	33,1
9,2	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	43,2
9,5	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,16	48,5

4.2. Entfernung von Kobaltionen

Wie gezeigt wurde, können Cäsiumionen mit schwerlöslichen Ferrocyaniden weitgehend mitgefällt werden. Um das Verhalten von eventuell gleichzeitig anwesenden Kobaltionen bei diesen Fällungen kennenzulernen, wurden entsprechende Versuche auch mit diesen durch-

geführt. Die Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit den aus CuSO_4 bzw. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ bzw. $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$ und $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ entstehenden Niederschlägen wurde untersucht.

4.2.1 *Mitfällung mit Kaliumferrocyanid und Kupfersulfat.* Für die Entnahme von Cäsiumionen aus Modellwasser durch Kupferferrocyanid wurde das Verhältnis

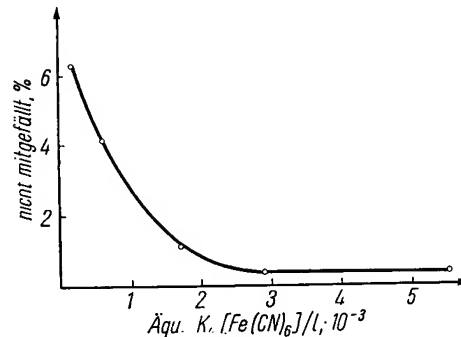


Abb. 4. Mitfällung von ^{137}Cs -Ionen mit Berliner Blau
Einfluß der Fällungsmittelmenge

$$\text{(Konstant: } V_2 = \frac{\text{Äqu. Fe}_2(\text{SO}_4)_3}{\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 1,16)$$

$V_1 = 1,27$ als günstig ermittelt, weil bei $V_1 < 1$ unter den angewendeten Versuchsbedingungen Kolloide gebildet werden. Bei den Untersuchungen über die Mitfällung von Kobaltionen wurde dieses Äquivalentverhältnis der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen

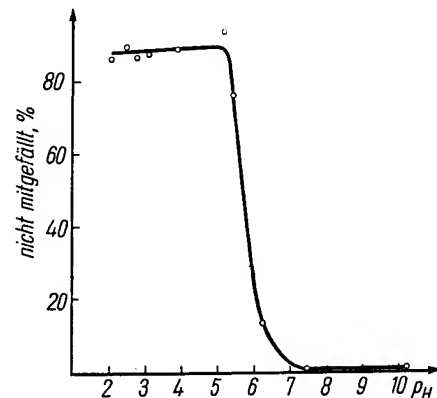


Abb. 5. Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit Kupferferrocyanid
Konstant: $5,88 \cdot 10^{-3}$ Äqu. $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/\text{l}$ und $7,44 \cdot 10^{-3}$ Äqu. CuSO_4/l

zunächst beibehalten und die Kupfersulfatlösung in allen Fällen nach der Kaliumferrocyanidlösung zugegeben. Die Versuchsergebnisse über den Einfluß des p_H sind in Tab. 9 und Abb. 5 wiedergegeben. Bis zu einem $p_H < 5$ konnte nur geringe Entnahme der Kobaltionen aus der Lösung festgestellt werden, die dann mit steigendem p_H rasch ansteigt, so daß bei $p_H = 7,4$ sich nur noch etwa 1% der ^{60}Co -Ionen in der Lösung befinden. Da die Fällungen mit einem geringen Überschuß an Kupferionen durchgeführt wurden, trat bei höheren p_H -Werten auch Bildung von Kupferhydroxyd ein. Ein wesentlicher Einfluß des Fällungsmittelbildnerverhältnisses V_1 auf die Menge der mitgefällten Kobaltionen

konnte im untersuchten Bereich nicht festgestellt werden (Tab. 10). Es handelt sich offenbar um Mitfällung durch Adsorption.

Tabelle 9. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und CuSO_4 . Variation des p_{H} (Konstant: $1,86 \cdot 10^{-4}$ Äqu. $\text{CuSO}_4/25 \text{ ml} = 593,8 \text{ mg CuSO}_4/\text{l}$, $1,47 \cdot 10^{-4}$ Äqu. $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/25 \text{ ml} = 541,5 \text{ mg K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/\text{l}$)

p_{H} (eingestellt mit NH_4OH bzw. HCl)	nicht mitgefällt %	p_{H} (eingestellt mit NH_4OH bzw. HCl)	nicht mitgefällt %
10,2	1,9	3,9	88,8
7,4	0,6	3,1	87,4
6,2	13,5	2,8	86,5
5,4	76,0	2,5	89,3
5,2	93,9	2,1	86,0

Tabelle 10. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und CuSO_4 . Einfluß des Fällungsmittelbildnerverhältnisses Äqu. $\text{CuSO}_4/\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] = V_1$

V_1	CuSO_4 Äqu./25 ml	$\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ Äqu./25 ml	% nicht mitgefällt	
			$p_{\text{H}} = 4,5$	$p_{\text{H}} = 8,8$
1,27	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	88,8	1,9
2,53	$3,72 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	87,3	1,9
3,80	$5,58 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	87,9	2,6
6,33	$9,30 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	87,0	3,4

4.2.2. Mitfällung mit Kaliumferrocyanid und Eisen(III)-sulfat. Im Gegensatz zu den Versuchen mit Kaliumferrocyanid und Kupfersulfat wurde mit Kaliumferrocyanid und Eisen(III)-sulfat auch im sauren Gebiet eine

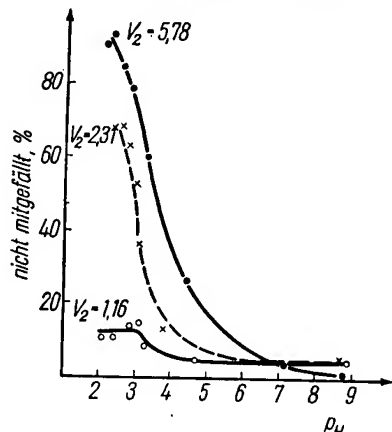


Abb. 6. Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit Berliner Blau
Konstant: $5,88 \cdot 10^{-5}$ Äqu. $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/\text{l}$

starke Mitfällung der Kobaltionen beobachtet, die mindestens teilweise auf Einbau in den Niederschlag zurückzuführen sein dürfte. Die mitgefällte Kobaltionenmenge ist stark vom p_{H} , vom Äquivalentverhältnis der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen und der Reihenfolge ihrer Zugabe abhängig (Tab. 11 und Abb. 6). Das deutet darauf hin, daß es sich nicht allein um Mitfällung durch Mischkristallbildung handeln kann, sondern daß auch Adsorptionsvorgänge stattfinden müssen. Die mitgefällte Kobaltionenmenge ist größer, wenn zunächst

Tabelle 11. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$. Einfluß der Reihenfolge der Fällungsmittelzugabe und des Verhältnisses der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen $V_2 = \text{Äqu. Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und des p_{H} (Konstant: $1,47 \cdot 10^{-4}$ Äqu. $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/25 \text{ ml} = 541,5 \text{ mg K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]/\text{l}$)

p_{H}	Äqu. $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ 25 ml	V_2	% nicht mitgefällt	
			1) $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ -Zugabe 2) $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ -Zugabe	1) $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ -Zugabe 2) $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ -Zugabe
2,1	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	—	10,5
2,4	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	3,5	10,4
2,6	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	4,9	—
2,8	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	10,3	14,6
3,1	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	12,8	15,0
3,3	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	8,4	8,2
4,0	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	6,6	—
4,7	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	—	4,6
7,4	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	2,7	—
8,8	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	3,3	5,5
9,2	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	4,8	—
2,4	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	28,1	67,5
2,6	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	42,1	68,2
2,8	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	20,9	62,5
3,0	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	24,7	52,4
3,1	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	—	36,8
3,8	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	11,5	12,5
6,9	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	Kolloidbildung	
8,7	$3,4 \cdot 10^{-4}$	2,31	4,8	5,5
2,1	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	50,9	91,5
2,3	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	93,6
2,6	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	48,2	85,3
2,9	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	78,7
3,3	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	60,0
4,4	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	26,5
7,1	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	4,3
8,8	$8,5 \cdot 10^{-4}$	5,78	—	0,9

Kaliumferrocyanid zu dem Modellabwasser zugegeben und dann mit Eisen(III)-sulfat gefällt wird als bei umgekehrter Reihenfolge der Zugabe der Fällungsmittelbildner. Mit steigendem Fällungsmittelbildnerverhältnis $V_2 = \text{Äqu. Fe}_2(\text{SO}_4)_3/\text{Äqu. K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ nimmt entsprechend dem Eisen(III)-sulfatüberschuß im sauren Gebiet die mitgefällte Kobaltionenmenge ab. Im alkalischen Gebiet wurden bei allen Versuchen, unabhängig vom Verhältnis der das Fällungsmittel bildenden Verbindungen und der Reihenfolge der Zugabe der Fällungsmittelbildner, der größte Teil der Kobaltionen mitgefällt (94,5–99 %).

4.2.3. Mitfällung mit Kaliumferrocyanid und Kobaltnitrat. Zum Vergleich mit 4.2.1 und 4.2.2 wurde als Beispiel der Mitfällung von ^{60}Co -Ionen durch Einbau in den Niederschlag eine reine Trägerfällung mit isotopem Träger und Kaliumferrocyanid durchgeführt. Die im sauren Gebiet gefällten Kobaltionen entsprechen dem stöchiometrischen Verhältnis des Kobalts zum Ferrocyanid. Ein Absinken der gelösten Kobaltmenge im alkalischen Gebiet bei den Äquivalentverhältnissen

$\text{Co}(\text{NO}_3)_2/\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] = V_3 > 1$ ist auf die Bildung von Kobalhydroxyd bzw. von basischen Salzen neben Kobaltferrocyanid zurückzuführen (Tab. 12).

Tabelle 12. Versuche über Mitfällung von ^{60}Co -Ionen mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ und $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$

$\text{Co}(\text{NO}_3)_2$ Äqu./25 ml	$\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ Äqu./25 ml	V_3	pH	nicht mit- gefällt %
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,68	2,2	5,3
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,68	2,4	4,8
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,68	6,4	4,1
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,68	9,2	} Bildung von Kolloiden
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	0,68	10,5	
$2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,36	2,2	31,1
$2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,36	6,4	31,6
$2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,36	8,7	12,4
$2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,36	9,15	7,8
$2 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	1,36	9,8	7,3
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	2,2	54,4
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	2,4	54,6
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	6,4	54,4
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	8,4	22,7
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	8,7	11,2
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	9,0	7,8
$2 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	2,04	9,4	7,4

Eingegangen am 17. 4. 1958

Literatur

- [1] ELIASSEN und LAUDERDALE, Cleveland/USA-Conference, Bericht in „Radioaktive Substanzen und Wasser“, R. OLDENBOURG-Verlag, München 1956, S. 121/5.
- [2] MORTON und STRAUB, Cleveland/USA-Conference, Bericht in „Radioaktive Substanzen und Wasser“, R. OLDENBOURG-Verlag, München 1956, S. 115/20.

- [3] MEINCK, STOOFF, KOHLSCHÜTTER, Industrieabwässer, Stuttgart 1956.
- [4] CHRISTENSON u. Mitarb., Ind. and Engr. Chem. 43 (1951), S. 1509/15.
- [5] 1955 Literature Review, Sewage and Industrial Wastes 28 (1956), S. 623/36.
- [6] NESBITT u. Mitarb., NYO 4435.
- [7] LAUDERDALE, Ind. and Engr. Chem. 43 (1951), S. 1538/40.
- [8] MCCAULEY, LAUDERDALE und ELIASSEN, NYO 4439.
- [9] BURNS und STEDWELL, Chem. Engr. Progr. 53 (2) 93-F — 95-F.
- [10] SCHULZ und MCKENZIE, U. S. Atomic Energy Comm. TID — 7517 (Pt I a).
- [11] CLIFFORD und BURNS, U.S. 2, 769, 780.
- [12] DEJONGHE, Ind. Chem. belge 21 (1956), S. 789/96.
- [13] LOWE, U.S. 2, 766, 204.
- [14] NEWELL u. Mitarb., Ind. and Engr. Chem. 43 (1951), S. 1516/9.
- [15] GOODGAL, GLOGNA and CARRITT, J. Am. Water Works Assoc. 46 (1954), S. 66/78.
- [16] BARNETT und MEAD jr., Appl. Statistics 5 (1956), S. 122/31.
- [17] BOOTH, Canad. J. Res. 27 B (1949), S. 933.
- [18] COHN, U.S. Atomic Energy Commission Document, M. D. D. C., 518.
- [19] KURBATOV, KULP, MACK, J. Am. Chem. Soc. 67 (1945), S. 1923.
- [20] KURBATOV und KURBATOV, J. Am. Chem. Soc. 69 (1947), S. 438.
- [21] KURBATOV, FU-CHUN YU, KURBATOV, J. Chem. Phys. 16 (1948) S. 87/91.
- [22] KURBATOV, J. Am. Chem. Soc. 71 (1949), S. 858.
- [23] KURBATOV, WOOD und KURBATOV, J. Phys. Chem. 55 (1951), S. 1170/82.
- [24] KURBATOV, WOOD, KURBATOV, J. Chem. Phys. 19 (1951), S. 258/9.
- [25] DUVAL, KURBATOV, J. Phys. Chem. 56 (1952), S. 982.
- [26] KURBATOV und WOOD, J. Phys. Chem. 56 (1952), S. 698/701.

Experimentelle Untersuchungen über die Adsorption von Spaltprodukten an Aktivkohle

(Aus dem Arbeitsbereich Angewandte Isotopenforschung des Institutes für Medizin und Biologie
der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin-Buch)

E. SPODE und E. WEBER

Im Rahmen der Verwendung künstlicher Radioaktivität auf den verschiedensten Gebieten spielt das Problem der Abwasserreinigung eine sehr wesentliche Rolle. Zu den für die Befreiung der Abwässer von radioaktiven Substanzen vorgeschlagenen Methoden, die eine jede für sich noch keinesfalls eine befriedigende Lösung darstellen, gehört auch die Adsorption von in Lösung befindlichen Spaltprodukten an verschiedene Adsorbentien. Hierüber wurden z. B. von CHRISTENSON u. Mitarb. [1] Versuche durchgeführt. Da über diese Fragen bislang jedoch nur wenig exaktes Versuchsmaterial vorliegt – insbesondere was die Adsorption bei unterschiedlichen Milieubedingungen angeht –, schien es uns lohnend, im Labormaßstab Untersuchungen in Angriff zu nehmen, die sich mit der Adsorption verschiedener Spaltprodukte an Aktivkohle beschäftigen. Diese Fragen interessierten uns einmal aus Gründen der Abfallbeseitigung, aber auch deshalb, weil Aktivkohle, an die radioaktive Isotope adsorbiert sind, in der Therapie von bestimmten Geschwulstkrankheiten nutzbar gemacht werden kann. Im folgenden soll über unsere Ergebnisse, die wir bei der Bearbeitung der genannten Fragestellung erzielten, kurz berichtet werden.

Methodik

Für die Versuche wurden einige bedeutsame radioaktive Spaltprodukte ausgewählt: Yttrium-91, Cer-144 (im radioaktiven Gleichgewicht mit Praseodym-144) und Caesium-137. Die genannten Radioisotope lagen *trägerfrei* als Chlorid vor. Als Adsorbens diente Aktivkohle in Pulverform (VEB Feinchemie Eisenach/Thür.) mit Teilchengrößen zwischen etwa 2 und 150 μ . Untersucht wurde die Abhängigkeit der Adsorption vom p_H -Wert der Lösung, wobei zur Einstellung der verschiedenen p_H -Werte unterschiedliche Puffersubstanzen verwendet wurden bzw. die Einstellung lediglich durch NaOH und HCl erfolgte. Auf diese Weise ließ sich auch der Einfluß von Fremdionen abschätzen.

Im einzelnen wurde folgendermaßen verfahren:

Den Pufferlösungen (jeweils 5,0 ml) wurden die radioaktiven Substanzen in solcher Menge zugesetzt, daß sich eine spezifische Aktivität von etwa 10^4 Impulsen je Minute in 0,1 ml ergab. Nach dem Zusatz der Aktivität wurde der p_H -Wert auf elektrischem Wege gemessen und 0,1 ml zur Aktivitätsmessung entnommen. Anschließend erfolgte ein Zusatz von 500 mg Aktivkohle. Nun wurden die Lösungen mit der Kohlesuspension 10 Minuten bzw. 1 Stunde bei 20° C in einer Schüttelmaschine durch Um-

wälzen der Röhren geschüttelt. Danach wurden sie bei 3000 U/min 10 Minuten lang zentrifugiert und wiederum eine Probe von 0,1 ml aus der überstehenden Flüssigkeit zur Aktivitätsbestimmung abgenommen. Aus dem Vergleich der vor und nach dem Schütteln in den Proben gemessenen Aktivität wurde die erfolgte Adsorption in Prozent der Ausgangsaktivität berechnet.

Die Aktivitätsmessung wurde nach Eindampfen der Proben auf einem Meßschälchen mit einem Glockenzählrohr (Fensterdicke 1,5 mg/cm²) in 1 cm Abstand vom Präparat durchgeführt. Der Fehler der Einzelmessung betrug 3%.

Tab. 1 enthält die verwendeten Puffersubstanzen. p_H 1,0 enthielt $\frac{1}{10}$ n HCl. Beim Veronal-Natrium-Puffer wurden die p_H -Werte unter 7,0 durch Erhöhung der HCl-Konzentration eingestellt.

Tabelle 1. Verwendete Pufferlösungen

Puffersubstanz	p_H -Bereich
Veronal-Natrium + HCl	2,0–10,0
Puffer nach THEORELL und STENHAGEN	2,0–12,0
Kaliumbiphtalat + HCl bzw. NaOH	3,0; 6,0
Citrat-Puffer nach SÖRENSEN	3,0
Glycocoll-Puffer nach SÖRENSEN	3,0; 9,0
Phosphat-Puffer nach SÖRENSEN	6,0
Borsäure-Puffer nach CLARK und LUBS	9,0
NaOH + HCl ohne Pufferzusatz	1,0–11,5

Ergebnisse und Diskussion

Wie zu erwarten, zeigten sich Unterschiede der untersuchten Spaltprodukte bezüglich ihrer Adsorption an die Aktivkohle. Allgemein gesehen, scheinen ⁹¹Y und ¹⁴⁴Ce deutlich besser adsorbierbar zu sein als ¹³⁷Cs. Die Ergebnisse über den Einfluß des p_H -Wertes auf den Adsorptionsvorgang sind in den Abbildungen 1–3 wiedergegeben. Betrachtet man zunächst den einfachsten Fall, nämlich die Einstellung des Lösungs- p_H ausschließlich mittels NaOH und HCl (Abb. 1), so zeigt sich, daß ⁹¹Y und ¹⁴⁴Ce etwa vom p_H 3,0 ab bis zum p_H 10,0 praktisch quantitativ an die Aktivkohle adsorbiert werden. Oberhalb von p_H 10,0 allerdings läßt sich eine merkbare Verschlechterung der Adsorbierbarkeit beobachten. Im Gegensatz hierzu wird ¹³⁷Cs entschieden weniger adsorbiert, jedoch tritt hier bei hoher Alkaleszenz keine Änderung der Adsorptionsverhältnisse ein. Bei allen drei Radioisotopen sind die Adsorptionsvorgänge nach einer Schütteldauer von 10 Minuten nahezu abgeschlossen, d. h., das Gleichgewicht ist

bereits erreicht, so daß eine Erhöhung der Schütteldauer auf 1 Stunde nur noch eine geringfügige Verbesserung der Adsorption gestattet.

Ganz ähnliche Verhältnisse zeigen sich bei Benutzung von Veronal-Natrium + HCl als Puffersystem (Abb. 2).

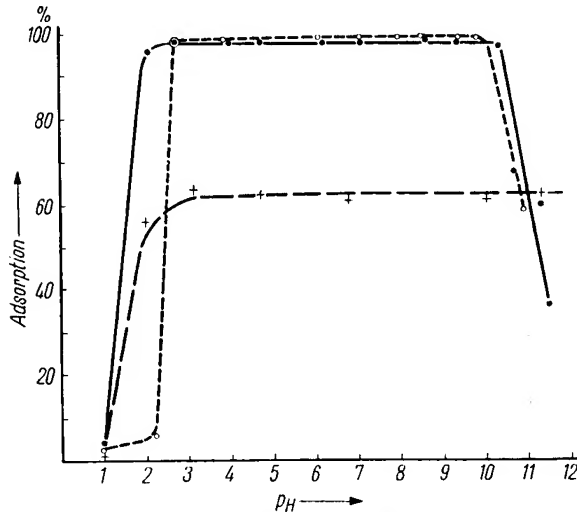


Abb. 1. Adsorption von ^{91}Y (---·), ^{144}Ce (○-----○) und ^{137}Cs (+--+·) an Aktivkohle, Schütteldauer 10 min, Einstellung der pH -Werte mit NaOH und HCl

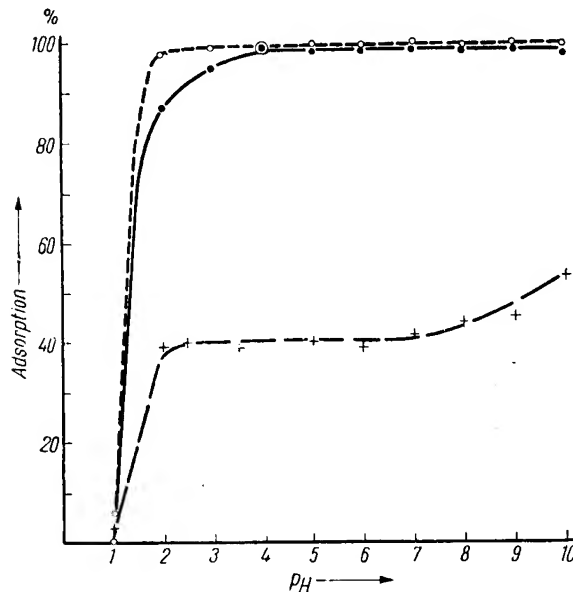


Abb. 2. Adsorption von ^{91}Y (---·), ^{144}Ce (○-----○) und ^{137}Cs (+--+·) an Aktivkohle, Schütteldauer 10 min, Veronal-Natrium-Puffer

Auch hier tritt für ^{91}Y und ^{144}Ce vom pH 3,0 ab schon eine fast vollständige Adsorption an der Aktivkohle auf. ^{137}Cs wird wiederum entschieden schlechter adsorbiert, sogar noch geringgradiger als bei Einstellung der Lösungen ohne Puffer. Erst im alkalischen Gebiet ist ein

geringer Anstieg zu verzeichnen, der aber nicht die Werte der Abbildung 1 erreicht.

Eine Erklärung für die gute Adsorption von ^{91}Y und ^{144}Ce in einem weiten pH -Bereich dürfte darin zu suchen sein, daß beide Kationen mit nachlassender Acidität der

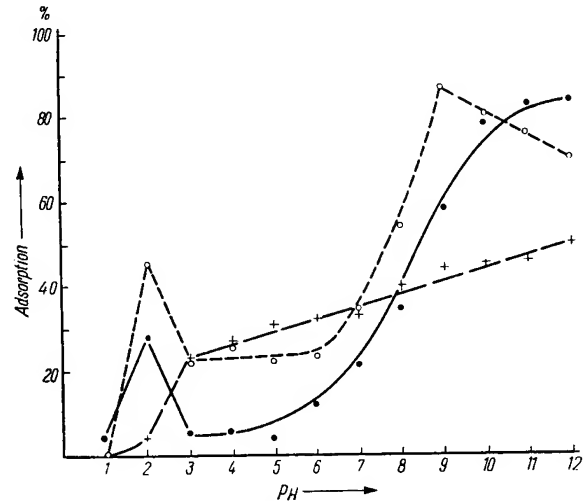


Abb. 3. Adsorption von ^{91}Y (---·), ^{144}Ce (○-----○) und ^{137}Cs (+--+·) an Aktivkohle, Schütteldauer 10 min, Puffer nach THEORELL und STENHAGEN

Lösung zunehmend zur Hydrolyse neigen und sogenannte Radiokolloide bilden, die eine gute Adsorption gewährleisten. Ihre verminderte Adsorption im stark alkalischen Milieu läßt sich vielleicht dadurch erklären, daß bei hoher OH-Ionenkonzentration der Ladungssinn der gebildeten Kolloidteilchen verändert wird, was ihrer Adsorption an die Kohle abträglich sein kann. In der Abbildung 3 werden die Adsorptionsverhältnisse bei Verwendung des Puffergemisches nach THEORELL und STENHAGEN dargestellt. Hier wird im Gegensatz zu den oben geschilderten Versuchen im sauren pH -Bereich ^{91}Y und — nicht ganz so ausgeprägt — auch ^{144}Ce nur recht geringgradig adsorbiert, während die Adsorption im Alkalischen ansteigt und höhere Werte annimmt. Dies erklärt sich ohne weiteres aus der Tatsache, daß das Puffergemisch Citronensäure enthält, die zur Bildung von Komplexen führt, welche sich der Adsorption entziehen. Mit steigendem pH -Wert — bei gleichbleibender Citronensäurekonzentration — nimmt die Tendenz zur Komplexbildung offenbar ab, so daß wieder größere Mengen adsorbiert werden können. Unklar bleibt uns die eindeutig reproduzierbare, relativ hohe Adsorption von ^{91}Y und ^{144}Ce beim pH 2,0. Für ^{137}Cs zeigen sich ähnliche Ergebnisse wie bei Anwendung von Veronal-Natrium-Puffer. Die Gegenwart von Komplexbildnern bleibt in diesem Falle ohne Wirkung.

Um zu demonstrieren, wie kompliziert die Adsorptionsvorgänge bei Vorhandensein verschiedenartiger Fremdionen ablaufen, haben wir in der Tabelle 2 eine Auswahl

von Meßergebnissen bei Verwendung unterschiedlicher Puffergemische zur Einstellung des gleichen p_H -Wertes aufgeführt.

Tabelle 2. Adsorption an Aktivkohle bei verschiedenem p_H -Wert und unterschiedlichen Pufferlösungen. Schütteldauer 10 min, adsorbierte Aktivität in %

p_H -Puffer	^{91}Y	^{144}Ce	^{137}Cs
Biphtalat	66,2	73,1	6,5
3,0 Citrat	0,0	2,0	8,6
Glycocoll	92,8	97,8	21,9
Biphtalat	96,5	91,8	18,2
6,0 Veronal-Na	99,1	99,2	39,1
Phosphat	99,8	99,4	12,8
Borsäure	85,4	73,1	47,7
9,0 Glycocoll	87,5	92,4	46,7
Veronal-Na	99,1	98,9	50,1

Betrachtet man die von uns erzielten Ergebnisse, so scheint es einleuchtend, daß zwar Möglichkeiten bestehen, radioaktive Spaltprodukte durch Adsorption aus Abwässern zu entfernen. Doch sind hierzu noch weitgehende Untersuchungen notwendig. Trotzdem hielten wir es für angebracht, unsere bisherigen Ergebnisse mitzuteilen, um eine weitere Überprüfung anzuregen. Dies dürfte insbesondere deswegen wünschenswert sein, weil bis heute das große Problem der Abfallbeseitigung im Rahmen der Anwendung radioaktiver Isotope noch keinesfalls als gelöst angesehen werden kann.

Eingegangen am 17. 2. 1958

Literatur

- [1] C. W. CHRISTENSON, M. B. ETTINGER, G. G. ROBECK, E. C. HERMANN, K. C. KOHR, J. F. NEWELL, *Industr. Eng. Chem.* **43** (1951), S. 1509.

Zur Frage der Strahlenschutzüberwachung mit Filmdosimetern

(Aus dem Arbeitsbereich Angewandte Isotopenforschung des Instituts für Medizin und Biologie der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin-Buch)

G. BÖHLER

Es wird die Möglichkeit untersucht, den Anwendungsbereich eines handelsüblichen Röntgenfilmdosimeters auf die energiereiche γ -Strahlung radioaktiver Isotope auszudehnen. Dabei ergeben sich Unterschiede der Schwärzungsverteilung auf den Dosimeterfilmen je nachdem, ob eine γ - oder eine Röntgenexposition vorliegt. Die Folge hiervon ist im Falle der γ -Strahlung eine zunehmende Unsicherheit in der densitometrischen Auswertung der Filmschwärzungen und der Dosiszuordnung.

Im Rahmen der Entwicklung eines Filmdosimeters für die Strahlenschutzüberwachung beim Arbeiten mit radioaktiven Isotopen wurde ein handelsübliches Röntgen-Filmdosimeter¹⁾ hinsichtlich seiner Verwendbarkeit



Abb. 1. Geöffnete Dosimeterplakette mit Dosimeterfilm in angebrochener Tageslichtverpackung

als Dosimeter für Gamma-Strahlung im Energiebereich von etwa 0,3–1,3 MeV untersucht.

Den Aufbau der Dosimeterplakette zeigt die Abb. 1. Jede der beiden aus lichtundurchlässigem hochpolymerem Material bestehenden Plakettenhälften ist in vier Felder ($13 \times 16 \text{ mm}^2$) geteilt, von denen drei jeweils mit Blei-, Kupfer- bzw. Aluminiumblech ausgelegt sind. Die Dicke der Bleche beträgt in der Reihenfolge 0,6, 1,5 und 1,5 mm. Diesen Materialdicken entsprechen Flächengewichte von etwa 650, 1300 und 400 mg/cm^2 . Das vierte Feld ist frei von zusätzlichen Absorbern. Die Dicke der Plakettenwand entspricht hier etwa 200 mg/cm^2 . Im geschlossenen Zustand bleibt zwischen den beiden

¹⁾ Dosimeterplaketten und -filme wurden vom VEB Filmfabrik Agfa-Wolff, Wolfen, Kr. Bitterfeld, bezogen.

Plakettenhälften ein freier Raum von 2 mm Tiefe zur Aufnahme des Dosimeterfilmes.

Der benutzte Dosimeterfilm besteht aus einem beidseitig begossenen Träger von etwa 19 mg/cm^2 Flächengewicht. Die Emulsionsdicke beträgt je etwa 4 mg/cm^2 . Der Film ist zwischen zwei schwarzen Photopapierblättern in einer Papierhülle, deren eine Hälfte mit etwa 5 mg/cm^2 dicker Aluminiumfolie belegt ist, verpackt. Wie aus der angebrochenen Filmpackung in Abb. 1 ersichtlich, ist die mit Aluminium belegte Hälfte der Papierhülle in einem Randstreifen von etwa 5 mm Breite umgefaltet und greift auf die andere Seite des Filmes über. Die Filmemulsion zeigt über einen Untersuchungszeitraum von sieben Wochen hinweg keinen Rückgang des latenten Bildes.

Als Gamma-Strahlenquelle dienten Präparate der Isotope Hg^{203} , Au^{198} , Nb^{95} sowie Co^{60} mit Aktivitäten im mc-Bereich. Zur Erzielung verschiedener Strahlendosen wurden bei fester Bestrahlungszeit die Abstände der Plaketten von der Strahlenquelle variiert. Eine Kontrolle des quadratischen Abstandsgesetzes für die Dosisverteilung wurde mit Hilfe eines Dosisleistungsmessers vorgenommen. Sie ergab, daß die Strahlenquellen als quasi-punktförmig angesehen werden durften. Demzufolge wurden die Strahlendosen rechnerisch nach der Beziehung

$$D = 1,44 \cdot I \cdot q_0 \cdot T \cdot \left(1 - e^{-0,693 t/T}\right) / d^2$$

ermittelt.

Hierbei ist D : Dosis in Röntgen-Einheiten (r),

I : Dosiskonstante (r mc · h in 1 cm Abstand),

q_0 : Aktivität in mc zu Beginn der Bestrahlung,

T : Halbwertszeit in Stunden,

t : Bestrahlungszeit in Stunden,

d : Abstand Präparat — Filmplakette in cm.

Die charakteristischen Konstanten der benutzten Isotope sind in folgender Tabelle zusammengestellt ([1], [2], [3]):

Isotop	Halbwertszeit	Dosiskonstante	Gamma-Energie (MeV)	Zerfallsanteil in %
Hg^{203}	47,9 d	1,27	0,279	78,8
Au^{198}	2,69 d	2,35	1,091	0,5
			0,680	1,0
			0,411	100,0
Nb^{95}	38,7 d	4,44	0,764	100,0
Co^{60}	5,24 a	13,7	1,332	100,0
			1,172	100,0

Nach erfolgter Bestrahlung wurden sämtliche exponierten Filme zusammen mit einem unbestrahlten Film in nach Hersteller-Vorschrift frisch angesetzttem Agfa-Röntgen-Rapid-Entwickler simultan entwickelt. Entwicklungsdauer 6 min bei 18° C unter ständigem Umwälzen des Entwicklerbades. Nach Unterbrechung der Entwicklung in 1%iger Essigsäurelösung und Zwischenwässern wurde 30 min im Agfa-Röntgen-Schnellfixierbad fixiert und anschließend 30 min gewässert.

Die Ermittlung der Filmschwärzung erfolgte mit Hilfe eines lichtelektrischen Kolorimeters nach Dr. B. LANGE, Modell IV, bei einem kreisförmigen Meßfeld von etwa 10 mm Durchmesser in diffusem Licht. Der aus dem unbestrahlten Film gewonnene Schleierwert der Schwärzung beträgt $S = 0,1$.

Die densitometrische Auswertung der Dosimeterfilme lieferte folgende Ergebnisse:

Im angegebenen Energiebereich erweist sich der Zusammenhang zwischen der Filmschwärzung und der Strahlendosis bis zu einem Schwärzungswert von etwa $S = 1,5$ als quasi-linear. Abb. 2 veranschaulicht diesen Sachverhalt am Beispiel der Schwärzungskurven, die bei Anwendung der Gamma-Strahlung des Co^{60} erhalten wurden. Sie zeigt in linearem Koordinatensystem die hinter den verschiedenen Absorbern gemessenen Filmschwärzungen in Abhängigkeit von der Strahlendosis. Bei fester Dosis nimmt die Schwärzung in Abhängigkeit vom Absorbermaterial in der Reihenfolge Blei, absorberfreies Feld, Aluminium, Kupfer ab. Abb. 3 ist die Negativkopie eines Filmes aus dieser Bestrahlungsserie und läßt die erwähnte Schwärzungsverteilung erkennen. Die Ursache dieser unterschiedlichen Strahlenwirkung auf die Filmemulsion ist im komplexen Charakter der Gamma-Strahlenschwächung zu suchen [4]. Während im Energiebereich der Röntgenstrahlung ≤ 200 keV die Entstehung des latenten Bildes in der Filmemulsion auf die Auslösung von Photoelektronen in der Emulsion selbst und dem Emulsionsträger zurückzuführen ist, beruht die Wirkung der Gamma-Strahlung mit Energien > 200 keV weitaus überwiegend auf der Emission von Sekundärelektronen aus den Materialien, die den Film unmittelbar umgeben [5]. Hierbei ist die wirksame Sekundärelektronenausbeute abhängig von der Ordnungszahl dieser Materialien und ihrer Schichtdicke sowie der Energie der auslösenden Gamma-Strahlung und ihrem Einfallswinkel. Diese Faktoren bestimmen die Intensität der Sekundäremission, ihre Energie- und ihre Richtungsverteilung.

G. J. HINE [6] hat mit Hilfe einer Anordnung, bei der die Absorber in den schmalen Spalt zwischen zwei dünnwandigen, kubischen Ionisationskammern gebracht wurden, die durch die Gamma-Strahlung verschiedener radioaktiver Isotope in den Absorbern ausgelöste Gesamt-Sekundärelektronenemission und deren anteilmäßige Zusammensetzung aus den in Primärstrahlrichtung gestreuten und den rückgestreuten Sekundärelektronen untersucht. Dabei wurden die Energie der Gamma-Strahlung durch entsprechende Auswahl der

Isotope sowie die Absorbermaterialien nach der Ordnungszahl variiert. Die Dicke der Absorber entsprach jeweils der maximalen Reichweite der Sekundärelektronen. Hinsichtlich der Ergebnisse der Untersuchung und ihrer Deutung sei auf die Originalarbeit verwiesen und hier

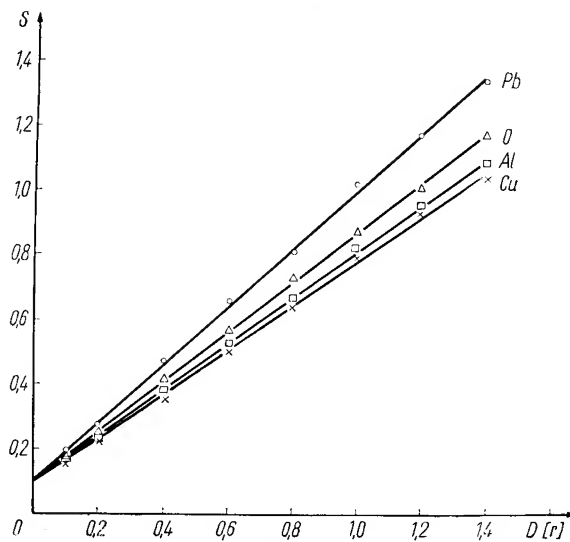
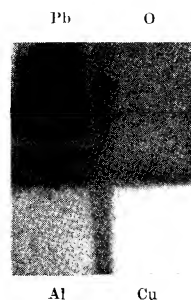


Abb. 2.

Zusammenhang zwischen Strahlendosis und Filmschwärzung
Strahlenquelle: Co^{60} , Parameter: Absorbermaterial (0: absorberfreies Feld der Plakette)

lediglich eine qualitative Beschreibung der Abhängigkeit der Sekundärelektronenemission von der Ordnungszahl Z der Absorbermaterialien und der Energie der Gamma-Strahlung gegeben.

Abb. 3. Negativkopie eines Dosimeterfilms
Strahlenquelle: Co^{60}

Die Gesamtsekundärelektronenemission nimmt für Gamma-Strahlung einer Energie $\leq 0,5$ MeV mit wachsender Ordnungszahl und abnehmender Energie rasch zu. Für Energien $> 0,5$ MeV nimmt sie dagegen mit steigender Ordnungszahl zunächst ab, durchläuft bei etwa $Z = 40$ ein flaches Minimum und nimmt dann, wenn auch schwächer, gleichfalls zu. Dieses Verhalten ergibt sich aus dem Zusammenwirken der in Einfallrichtung der primären Gamma-Strahlung gestreuten und der rückgestreuten Sekundärelektronen. Der Rückstreuteil wird erst für Absorbermaterialien mit einer Ordnungszahl $Z > 6$ meßbar und wächst in zunehmendem

Maße monoton mit der Ordnungszahl. Der in Einfallsrichtung gestreute Anteil nimmt zunächst ab, um jenseits eines Minimums bei etwa $Z = 40$ wieder zuzunehmen.

Zur Deutung der Verteilung der den Absorbern der Dosimeterplakette zugeordneten Filmschwärzungen wurden die Schwärzungen für den Fall bestimmt, daß sich die Absorber von der Strahlenquelle aus gesehen jeweils einmal nur vor bzw. nur hinter der Dosimeterfilmpackung befanden. Hierbei wurden folglich in der Plakette jeweils die Absorber der gegenüberliegenden Plakettenhälfte entfernt. In Abb. 4 sind in Anlehnung an HINE über $\log(Z+1)$ als Abszisse die unter Verwendung der Gamma-Strahlung des Co^{60} erhaltenen Schwärzungen als Ordinatenwerte aufgetragen. Die Kurve 1 verbindet die von den rückgestreuten Sekundärelektronen bewirkten Filmschwärzungswerte für die verschiedenen in den

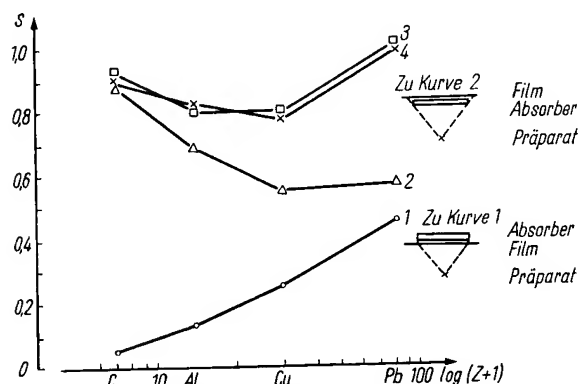


Abb. 4. Beitrag der Sekundärelektronenanteile zur Gesamt-Filmschwärzung (Bezeichnung der Kurven im Text)
Strahlenquelle: Co^{60}

Plaketten benutzten Absorbermaterialien. Dabei entsprechen die Absorberdicken den oben angegebenen Flächengewichten. Für die Plakettenwand des absorberfreien Feldes ist als Richtwert die Ordnungszahl des Kohlenstoffs eingesetzt. Kurve 2 zeigt den Beitrag der in Einfallsrichtung gestreuten Sekundärelektronen an der Filmschwärzung. Kurve 3 ist die Summenkurve aus den beiden Streuteilen; Kurve 4 entspricht der Schwärzungsverteilung eines in der normal bestückten Plakette exponierten Filmes. Die Kurven 1, 2 und 3 stimmen in ihrem Verlauf qualitativ mit den oben beschriebenen Beobachtungen von HINE überein. Ein Vergleich der Kurven 3 und 4 führt somit die Filmschwärzungsverteilung in der Plakette befriedigend auf die Besonderheiten der Sekundärelektronenemission zurück.

In Abb. 5 ist das Ergebnis einer entsprechenden Bestimmung der Schwärzungsverteilung bei Verwendung von Au^{198} als Gamma-Strahlenquelle bei gleicher Bedeutung der einzelnen Kurven wie in Abb. 4 wiedergegeben. Hier liegt die Kurve 4 deutlich unterhalb der Summenkurve 3 der einzelnen Streuteile. Diese selbst zeigt nicht den von HINE gefundenen monoton an-

steigenden Gang der Gesamt-Sekundärelektronenemission für Gamma-Strahlenenergien $\leq 0,5$ MeV. Der Grund für die abweichende Form der Kurve 3 liegt in der Tatsache, daß die Absorberdicken größer als die maximale Reichweite der durch die Gamma-Strahlung von Au^{198} ausgelösten Sekundärelektronen sind. Diese beträgt maximal — das heißt für die Photoelektronen — etwa 120 mg/cm^2 . Da nur Sekundärelektronen aus einem dem Film zugekehrten Teil des Absorbers dieser Schichtdicke die Filmemulsion erreichen und zur Filmschwärzung

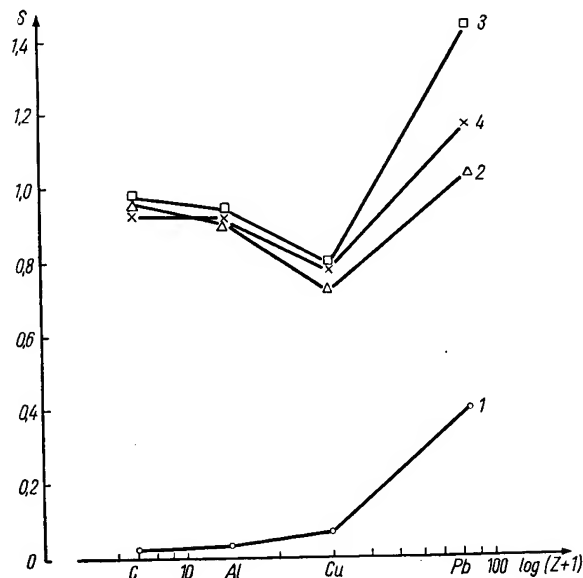


Abb. 5. Beitrag der Sekundärelektronenanteile zur Gesamt-Filmschwärzung (Bezeichnung der Kurven im Text)
Strahlenquelle: Au^{198}

beitragen können, bewirkt der überwiegende Teil des Absorbers eine reine Schwächung der primären Gamma-Strahlung und mindert folglich die Sekundärelektronenausbeute in Einfallsrichtung. Ähnlich läßt sich die Diskrepanz in der gegenseitigen Lage der Kurven 3 und 4 erklären. Wird der Film in der normal bestückten Plakette exponiert, so treffen infolge der nach dem Absorptionsgesetz berechneten Schwächung in den vorderen Absorbern bei Kupfer nur noch 88% und bei Blei noch 86% der primären Gamma-Strahlenintensität auf die zur wirksamen Rückstreuung beitragenden rückwärtigen Absorber. Es resultiert daraus eine Herabsetzung des Rückstreuanteils.

Bei weiterer Abnahme der Energie der Gamma-Strahlung und damit auch der Energie der Sekundärelektronen kommt zu diesen beiden Einflüssen noch die zunehmende Absorption der aus den Absorbern austretenden Sekundärelektronen in der Filmverpackung, die einseitig einem Flächengewicht von etwa 20 mg/cm^2 entspricht, hinzu. Eine gegenüber der Gamma-Strahlung des Hg^{203} exponierte Dosimeterplakette liefert eine Schwärzungsverteilung, bei der die Filmschwärzung hinter dem Bleiabsorber bereits kleiner ist als die hinter

dem absorberfreien Feld (Abb. 6). Die Schwärzungsverteilung geht demnach kontinuierlich in die bei Röntgenbestrahlung vorliegende über [7].

Die teilweise Absorption der aus den Absorbern der Plakette austretenden Sekundärelektronen in der Filmverpackung macht sich besonders in den Partien des Filmes bemerkbar, in denen die Dicke der Filmverpackung durch den Falzrand verstärkt ist. Dieser Falzrand markiert sich bei abnehmender Energie der Gamma-Strahlung auf dem Film in wachsendem Maße in Form eines aufgehellten Randstreifens, der die densitometrisch auswertbare Fläche des Filmes erheblich verringert (Abb. 6).

Im gleichen Sinne störend bemerkbar macht sich ein Effekt, der aus der Abbildungsunschärfe des Absorberendes auf dem Film folgt. Exponiert man den Film



Abb. 6. Negativkopie eines Dosimeterfilmes
Strahlenquelle: Hg^{203}

in einer Plakette, in der von der Strahlenquelle aus gesehen die vorderen Absorber entfernt wurden, so erhält man, verursacht durch die aus den verbliebenen Absorbern rückgestreuten Sekundärelektronen, eine unscharfe Abbildung der Absorber dunkel auf hellerem Grund. Entfernt man in der Plakette dagegen die rückwärtigen Absorber, so ergibt sich, gemäß der Abhängigkeit des in Einfallsrichtung gestreuten Sekundärelektronenanteils von der Ordnungszahl des Absorbermaterials, ein scharfes Bild der Absorber hell auf dunklem Grund. Die Unschärfe der Abbildung im ersten Fall läßt sich mit der diffusen Winkelverteilung, mit der die Rückstreuenelektronen aus dem Absorber austreten, erklären. Die Abbildungsschärfe im zweiten Fall wird als Folge der Abschattung der intensiven Sekundärelektronenemission aus dem Plakettenwandmaterial niedriger Ordnungszahl durch den schwächer emittierenden Absorber höherer Ordnungszahl gedeutet. Überlagert man beide Absorberbilder entsprechend den Verhältnissen in der normal mit Absorbern bestückten Plakette, so ergibt sich eine Schwärzungsverteilung, wie sie in Abb. 7 schematisch dargestellt ist. Aus ihr folgt, daß die den Absorbern zugeordneten Felder auf dem Filmnegativ innerhalb der wahren Absorberberandung von einem hellen, außerhalb von einem dunklen Streifen umgeben sind. In Abb. 6 sind diese Streifen für Blei deutlich, für Kupfer jedoch nur noch schwach zu erkennen, da der

Streifenkontrast mit abnehmender Ordnungszahl des Absorbermaterials infolge des gleichfalls schwächer werdenden Rückstreuanteils immer kleiner wird.

Durchsetzt die Gamma-Strahlung die Dosimeterplakette nicht senkrecht zur Filmebene, so kommt es mit flacher werdenden Einfallswinkel in zunehmendem

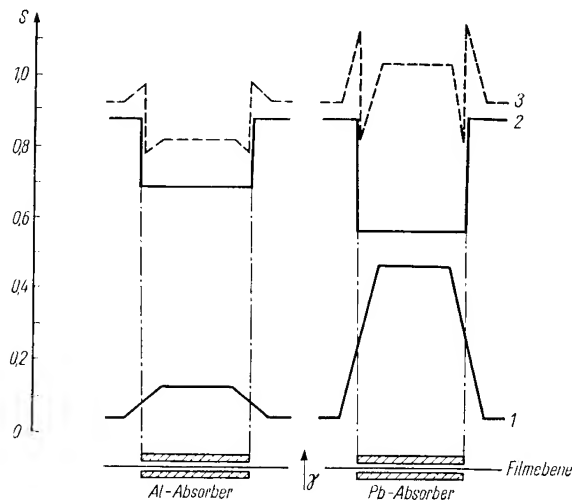


Abb. 7. Schematische Darstellung zur Entstehung der Ränder um die Film-Schwärzungsfelder

Kurve 1: Schwärzungsverteilung durch rückgestreute Sekundärelektronen
Kurve 2: Schwärzungsverteilung durch in Einfallsrichtung gestreute Sekundärelektronen
Kurve 3: Summenkurve von 1 und 2

Maße wiederum bevorzugt hinter dem Blei- und Kupferabsorber zur Ausbildung streifenförmiger Schwärzungsmuster auf dem Film, die gegenüber den Absorbern durch schräge Projektion versetzt erscheinen. Abb. 8

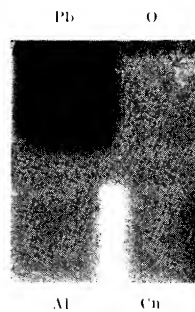


Abb. 8.
Schwärzungsmuster bei Schrägeinfall der Gamma-Strahlung
Strahlenquelle: Co^{60} ; Einfallswinkel: 60°

zeigt dieses Schwärzungsbild für den Fall eines Strahleneinfallswinkels von 60° gegen die Filmnormale. Parallelversuche an Absorbern bei geneigtem Strahleneinfall ohne Verwendung der Dosimeterplakette ergaben, daß die Breite der entstehenden Schwärzungsstreifen mit der Dicke des Absorbers und dem Einfallswinkel der Strahlung zunimmt. Die Erscheinung läßt sich in ähnlicher Weise wie bei der oben beschriebenen Randausbildung im Falle senkrechten Strahleneinfalls als

ein Zusammenwirken der Sekundärelektronenemission aus dem Absorber und dessen Schattenwurf erklären.

Eine Aufnahme der Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Filmes vom Einfallswinkel der Gamma-Strahlung ohne Verwendung der Dosimeterplakette ergab für Co^{60} als Strahlenquelle das in Abb. 9 wiedergegebene Verhalten. Bei streifendem Strahleneinfall ist die Filmschwärzung auf etwa 45% des Wertes bei senkrechter Durchstrahlung des Filmes abgesunken. Diese ausgeprägte Richtungsabhängigkeit der Filmempfindlichkeit vom Einfallswinkel der Gamma-Strahlung wird jedoch bei Belichtung der Filme in der Dosimeterplakette durch

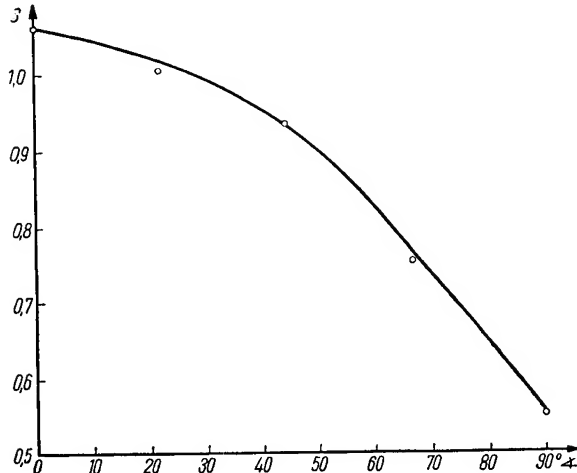


Abb. 9. Abhängigkeit der Filmschwärzung vom Einfallswinkel der Gamma-Strahlung des Co^{60} (Dosimeterfilm ohne Plakette exponiert)

den diffusen Charakter der Sekundärelektronenemission aus den Absorbern nahezu völlig verwischt und ist daher für die praktische Anwendung ohne Bedeutung.

Die Untersuchungsergebnisse lassen erkennen, daß eine Ausdehnung des Anwendungsbereiches des behandelten Röntgen-Film dosimeters auf die energiereiche Gamma-Strahlung radioaktiver Isotope wegen der Besonderheiten des Absorptionsmechanismus der Gamma-Strahlung fragwürdig ist. Durch die gewählte Anordnung und die damit verbundenen Störeffekte wird die densitometrische Auswertung der Schwärzungen und damit die Dosiszuordnung äußerst unsicher. Darüber hinaus ergibt sich im Bereich der Gamma-Strahlung keine eindeutige Beziehung zwischen der Energie der Strahlung und den Quotienten der Schwärzungswerte hinter den Absorberfenstern, mit deren Hilfe es gelänge, die Energieabhängigkeit der Empfindlichkeit der Plaketten-Film-

Kombination bei der Auswertung der Filme zu berücksichtigen. Eine, wenn auch schwache Energieabhängigkeit ist, wie aus dem Verlauf der Kurven in Abb. 10 hervorgeht, bei dem vorliegenden Film dosimeter vorhanden. Mit abnehmender Energie der Gamma-Strahlung werden die Schwärzungskurven im Schwärzungs-Dosis-Diagramm steiler. Die Filmempfindlichkeit, definiert als der reziproke Wert der zur Erzielung der Schwärzung $S = 1$ aufzuwendenden Strahlendosis, wächst von $1,0 \text{ r}^{-1}$ für Co^{60} auf $1,2 \text{ r}^{-1}$ für Hg^{203} . Die angegebenen Werte beziehen sich auf die Schwärzungen hinter dem Blei-Absorber der Plakette.

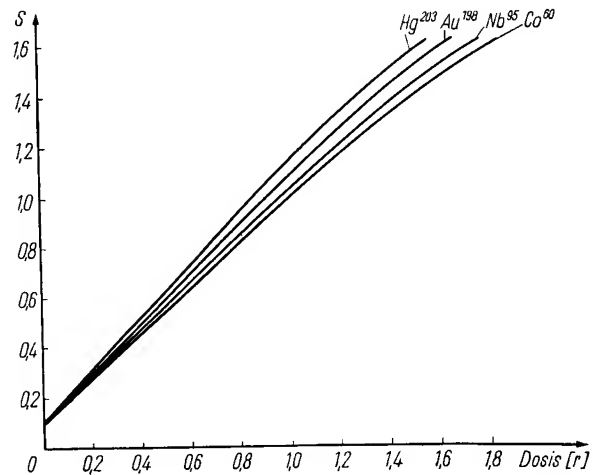


Abb. 10. Zusammenhang zwischen Strahlendosis und Filmschwärzung in Abhängigkeit von der Energie der Gamma-Strahlung

Unter Berücksichtigung der mitgeteilten Erfahrungen wird zur Zeit ein Gamma-Film dosimeter entwickelt, bei dem die aufgezeigten Mängel, soweit möglich, vermieden werden. Über die Eigenschaften dieses Dosimeters wird zu einem späteren Zeitpunkt an dieser Stelle berichtet werden.

Eingegangen am 17. 2. 1958

Literatur

- [1] G. J. HINE, G. L. BROWNELL, Radiation Dosimetry, New York 1956.
- [2] N. G. GUSSEW, Leitfaden für Radioaktivität und Strahlenschutz, VEB Verlag Technik, Berlin 1957.
- [3] C. F. WEISS, Radioaktive Standardpräparate, Berlin 1956.
- [4] E. SEGRE, Experimental Nuclear Physics, Band 1, New York 1953.
- [5] G. J. HINE, Amer. Journ. Roentgenology **72** (1954), S. 293/301.
- [6] G. J. HINE, Nucleonics **10**, 1 (1952), S. 9/15.
- [7] H. LANGENDORFF, Fortschr. Röntgenstrahlen **77** (1952), S. 143/53.

Radiometrische Titrationen mit Kobaltcyanid (nach der Methode der radioaktiven Reagenzien)

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Radioaktivität, Leipzig)

U. STÜRZER

Alkalikobaltcyanide bilden mit vielen Metallen schwerlösliche Verbindungen. Es wird gezeigt, daß sich die Reaktionen von Silberionen und Nickelionen mit Kaliumkobaltcyanid zu ihrer Bestimmung verwenden lassen, wenn man eine radiometrische Titration mit Kaliumkobaltcyanid, mit ^{60}Co markiert, als radioaktives Reagens durchführt.

Allgemeines

Kaliumkobaltcyanid gleicht in seinen Reaktionen dem Kaliumferricyanid. Wie dieses bildet es mit vielen Metallsalzen schwerlösliche Verbindungen, die jedoch gegenüber dem Ferricyanid den Vorteil einer größeren Säurebeständigkeit haben.

Die ersten, unvollständigen Angaben über Kobaltcyanide, die aus Metallsalzlösungen mit Kaliumkobaltcyanid gefällt werden, stammen aus der Zeit vor 1857. E. H. MILLER und J. A. MATHEWS [1] veröffentlichten dann 1900 eine umfassendere Arbeit über dieses Gebiet. Sie untersuchten systematisch das Verhalten von Metallsalzen gegenüber Kaliumkobaltcyanid, wobei sie halbquantitativ die Bildung von normalen Metallkobaltcyaniden und von Kalium-Metallkobaltcyaniden unterschieden, sowie die Löslichkeit der Kobaltcyanide in Säuren und Basen. Die Hoffnung von MILLER und MATHEWS, eine Verwendbarkeit von Kaliumkobaltcyanid als Reagens in der qualitativen oder quantitativen Analyse zu finden, erfüllte sich nicht, da sie keinen passenden Endpunktsindikator finden konnten und die Niederschläge sich zu langsam absetzen, um auf Klarpunkt titrieren oder den Endpunkt durch Tüpfeln ermitteln zu können. KUBLI [2] beschreibt 1925 die elektrometrische Titration von Ag^+ , Co^{2+} , Ni^{2+} , Cd^{2+} und Cu^{2+} mit Kaliumkobaltcyanid. In allen Fällen entstanden die normalen Kobaltcyanide. Erfolgte die Fällung von Co^{2+} , Ni^{2+} , Cd^{2+} und Cu^{2+} dagegen in Gegenwart von Cs^+ , so ging dieses als konstitutiver Bestandteil mit in den Niederschlag. L. CZAPOROWSKI und J. WIERCINSKI [3] versuchten die potentiometrische Bestimmung von Cu^{2+} , Hg_2^{2+} , Ag^+ , Ni^{2+} und Co^{2+} mit Kobaltcyanid. Mit $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ ließen sich nur Ag^+ und Hg_2^{2+} , mit $\text{Na}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ außerdem Cu^{2+} titrieren, wobei die normalen Kobaltcyanide gebildet wurden. In neuerer Zeit haben B. S. EVANS u. Mitarb. ([4]–[8]) Kaliumkobaltcyanid in der quantitativen Analyse zur Abtrennung eines Ions, das anschließend meist nach üblichen Methoden bestimmt wird, oder zur Entfernung eines störenden Ions benutzt. K. A. NENADKEVIČ und V. S. SALTYSKOVA ([9]–[11]) führten eine elektrolytische bzw. gravimetrische Trennungsmethode für Kobalt und Nickel ein, die auf der verschiedenen Beständigkeit ihrer Cyanidkomplexe beruht. Das Kobalt wird dabei gravimetrisch

als $\text{Ag}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ bestimmt, das nach DUVAL [12] zwischen 98 und 252° C beständig ist.

1941 veröffentlichte A. LANGER eine Arbeit über die Möglichkeit einer radiometrischen Titration von Mg^{2+} mit Na_2HPO_4 , 1950 über die radiometrische Titration von Brom und Chlor mit Radiosilber ([13], [14]). Mit derselben Methode bestimmte I. P. ALIMARIN [15] Kobalt, markiert mit ^{60}Co , durch Titration mit $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$.

Es lag nun nahe, zur Fällung eines zu bestimmenden Kations, das schwerlösliche Kobaltcyanide bildet, radioaktiv markiertes Alkalikobaltcyanid zu verwenden und die verbrauchte Kobaltcyanidmenge radiometrisch zu messen. Voraussetzung ist die Bildung einer definierten, genügend schwerlöslichen Verbindung. Entsprechende Versuche wurden zunächst mit Silber- und Nickelionen durchgeführt.

Ausführung

Kaliumkobaltcyanid wurde nach einer Vorschrift von BENEDETTI-PICHLER [16] hergestellt und zur Markierung ^{60}Co verwendet. Das Präparat hatte eine spezifische Aktivität von $\approx 5 \mu\text{C/g}$. Das Ag wurde in Form von 0,05 n AgNO_3 -Lösung und das Ni als 0,1 n NiSO_4 -Lösung zugegeben. Die Bestimmungen wurden mit frisch hergestellter $\approx 0,1$ n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ -Lösung in verdünnter salpetersaurer Lösung durchgeführt. In neutraler Lösung kann nicht gearbeitet werden, weil Kolloide entstehen. Das Endvolumen betrug in allen Fällen 50 ml. Die Fällungen waren zunächst sehr voluminös, koagulierten jedoch nach kurzer Zeit und setzten sich gut ab. Nach einer Wartezeit von 3 Stunden (die jedoch bei Bedarf stark verkürzt werden kann) wurde die Aktivität der überstehenden, klaren Lösung in einem Flüssigkeitszählrohr gemessen. Sowohl die Menge des zu bestimmenden Ions als auch des radioaktiven Reagens $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ wurde variiert, wobei jede Probe gesondert durchgeführt wurde, weil eine portionsweise Zugabe wegen der notwendigen Absetzzeit nicht zweckmäßig war. Für eine Analyse sind, wenn das Ergebnis nach MOELLER und SCHWEITZER [17] und LANGER [14] arithmetisch ermittelt wird, ohnehin höchstens zwei Bestimmungen nötig.

Für die radiometrische Titration eines inaktiven Ions mit einem radioaktiven Reagens stehen folgende Ausführungsmöglichkeiten zur Verfügung:

1. Graphische Ermittlung des Endpunktes

1.1 indem zur konstanten Menge des zu untersuchenden Kations (Ag, Ni) steigende Mengen des radioaktiven Reagens ($\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$) zugesetzt werden. Man erhält

Kurven vom J-förmigen Typ, wie aus Abb. 1 ersichtlich ist. Die zur Fällung des Kations nötige Menge des Reagens kann direkt abgelesen und die entsprechende Kationenmenge daraus berechnet werden;

- 1.2 indem zur konstanten Menge des radioaktiven Reagens steigende Mengen der Lösung, deren Kationengehalt bestimmt werden soll, zugegeben werden. In diesem Falle erhält man Kurven vom L-förmigen Typ, die in Abb. 2 gezeigt werden. Die Volumenmenge der Lösung des Kations kann abgelesen werden, die zur Fällung der vorgegebenen bekannten Reagensmenge nötig ist.

2. Arithmetische Ermittlung des Endpunktes

- 2.1 aus zwei Punkten der J-förmigen Kurve, mit den Reagenszusätzen B_m und B_n und den entsprechenden Aktivitäten Z_m und Z_n (vgl. Abb. 1). Das Volumen der zur vollständigen Fällung des Kations nötigen Reagensmenge A ist dann

$$A = \frac{B_n Z_m - B_m Z_n}{Z_m - Z_n},$$

wobei $B_m > B_n$ ist;

- 2.2 aus einem einmaligen Reagenszusatz zu der zu bestimmenden, das Kation enthaltenden Lösung und dem bekannten Gehalt und der bekannten Aktivität der Reagenslösung. Die Reagensmenge ist dabei zweckmäßigerweise so zu wählen, daß sie etwa doppelt so groß wie die zu analysierende Kationenmenge ist [14]. Die notwendige Reagensmenge läßt sich durch einen Vorversuch leicht ermitteln. Die zur vollständigen Fällung des Kations nötige Reagensmenge A berechnet sich dann aus der zugesetzten Reagensmenge B , der Aktivität Z_0 des zugesetzten Reagens im Fällungsvolumen und der Aktivität Z_1 nach der Fällung nach

$$A = B \cdot \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0}.$$

Ergebnisse

Die Untersuchungen zeigen, daß sich Silber und Nickel mit Kaliumkobaltcyanid radiometrisch bestimmen lassen. Die verbrauchten Kobaltcyanidmengen entsprechen der Bildung der normalen Kobaltcyanide $\text{Ag}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ bzw. $\text{Ni}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]_2$. Bei der Titration des Nickels erhält man, auch bei Anwesenheit von überschüssigen Kaliumionen, genaue Werte, wenn das Kaliumkobaltcyanid zur Nickellösung gegeben wird. Bei umgekehrter Reihenfolge der Fällungsmittelzugabe dagegen wurden bei Anwesenheit eines größeren Kaliumionenüberschusses — wahrscheinlich infolge teilweiser Bildung von Kalium-Nickelkobaltcyaniden — etwas zu hohe Nickelwerte gefunden. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen die Ergebnisse der graphischen Ermittlung des Endpunktes, die Tabellen 1—4 die der arithmetischen

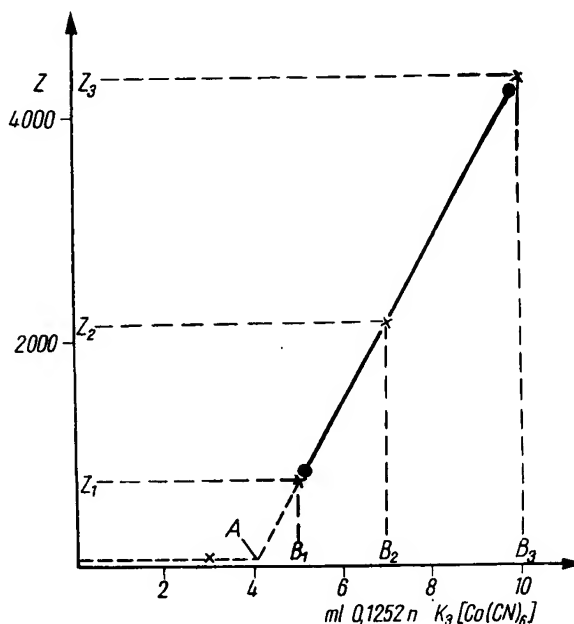


Abb. 1. J-förmige Titrationskurve mit Kaliumkobaltcyanid

× Titration von 10 ml 0,05 n AgNO_3 -Lösung
• Titration von 5 ml 0,1 n NiSO_4 -Lösung
(Die Standardabweichungen konnten nicht eingetragen werden, weil sie so klein sind, daß sie in den Bereich der eingetragenen Meßpunkte fallen)

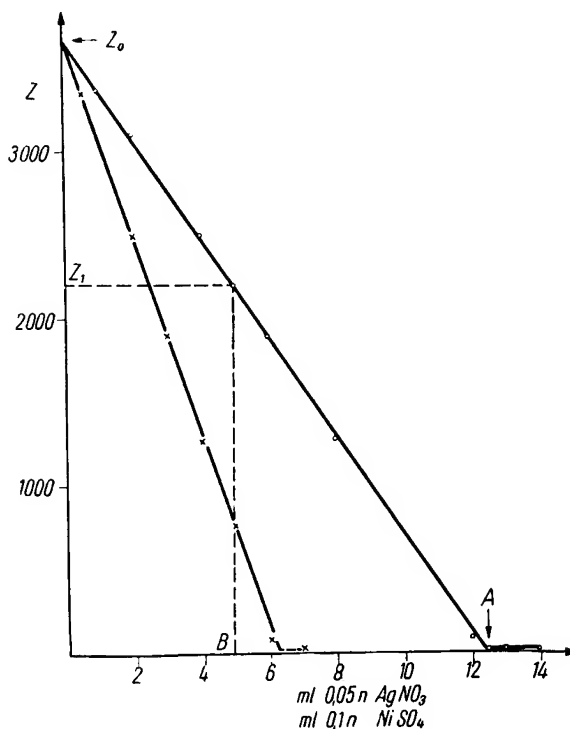


Abb. 2. L-förmige Titrationskurven mit Kaliumkobaltcyanid

o Titration von 5 ml 0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ mit 0,05 n AgNO_3
x Titration von 5 ml 0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ mit 0,1 n NiSO_4
(Die Standardabweichungen konnten nicht eingetragen werden, weil sie so klein sind, daß sie in den Bereich der eingetragenen Meßpunkte fallen)

STÜRZER: Radiometrische Titrations mit Kobaltcyanid

Tabelle 1. Bestimmung von Ag^+ mit $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$
(Zugabe der Ag^+ -enthaltenden Lösung zum Kobaltcyanid.
Berechnung nach 2.2)

Ag^+ zugegeben mg	0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ zugegeben ml	Z_0 Imp./min	Z_1 Imp./min	Ag^+ gefunden mg
5,39	5	3640	3362	5,16
21,58	5	3640	2503	21,09
26,97	5	3640	2197	26,75
32,36	5	3640	1881	32,63
43,15	5	3640	1280	43,80
53,94	5	3640	757	53,51
64,73	5	3640	94	65,81
67,43	5	3640	11	67,32
26,97	5	3655	741	26,90
26,97	7	5117	2185	27,07
26,97	10	7310	4408	26,79

Tabelle 2. Bestimmung von Ag^+ und Cu^{2+} mit $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$
(Zugabe der $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ -Lösung zu der das Kation enthaltenden
Lösung. Berechnung nach 2.1)

Kation zugegeben	ml 0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ zugegeben		Z_m Imp./min	Z_n Imp./min	mg Kation berechnet A
	R_m	R_n			
26,97 mg Ag	7	5	2185,4	740,6	26,84
26,97 mg Ag	10	5	4407,5	740,6	26,94
26,97 mg Ag	10	7	4407,5	2185,4	27,35
14,68 mg Cu	10	5	4355	763	14,43

Tabelle 3. Bestimmung von Ni^{2+} mit $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$
(Zugabe des Kobaltcyanids zu der das Ni^{2+} enthaltenden Lösung.
Berechnung nach 2.2)

Ni^{2+} zugegeben mg	0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ zugegeben ml	Z_0 Imp./min	Z_1 Imp./min	Ni^{2+} gefunden mg
1,47	5	3640	3347	1,48
5,87	5	3640	2500	5,75
8,81	5	3640	1896	8,81
11,74	5	3640	1260	12,01
14,68	5	3640	763	14,53
17,61	5	3640	81	17,97
20,55	7	4771	972	20,49
14,68	10	7280	4355	14,77

Tabelle 4. Einfluß von K^+ auf die Bestimmung von Ni^{2+} mit
 $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$
(Zugabe des Kobaltcyanids zu der Ni^{2+} und K^+ enthaltenden
Lösung. Berechnung nach 2.2)

Ni^{2+} zugegeben mg	0,1 n KCl zugegeben ml	0,1252 n $\text{K}_3[\text{Co}(\text{CN})_6]$ zugegeben ml	Z_0 Imp./min	Z_1 Imp./min	Ni^{2+} gefunden mg
8,81	0	5	3640	1744	8,81
8,81	1	5	3380	1610	8,75
8,81	5	5	3380	1638	8,90
8,81	10	5	3380	1603	8,72

Berechnung. Die Zähldauer wurde so gewählt, daß der wahrscheinliche Fehler $\approx 0,5\%$ betrug. Die Abweichung der berechneten von der vorgegebenen Kationenmenge betrug etwa 2%.

Eingegangen am 20. 6. 1958

Literatur

- [1] E. H. MILLER, J. A. MATHEWS, J. Am. Chem. Soc. **22** (1900), S. 62/9.
- [2] J. U. KUBLI, Diss., Zürich 1925.
- [3] L. CZAPOROWSKI, J. WIERCINSKI, Roczniki Chem. **11** (1931), S. 95/102.
- [4] B. S. EVANS, Analyst **63** (1938), S. 870/3.
- [5] B. S. EVANS, Analyst **67** (1942), S. 346/51.
- [6] B. S. EVANS, Analyst **68** (1943), S. 67/70.
- [7] B. S. EVANS, Analyst **68** (1943), S. 203/6.
- [8] B. S. EVANS, D. G. HIGGS, Analyst **70** (1945), S. 158/65.
- [9] K. A. NENADKEVIČ, V. S. SALTYKOVA, ŽRAX **1** (1946), S. 123/8.
- [10] K. A. NENADKEVICH (NENADKEVIČ), Compt. rend. acad. Sci. URSS. **49** (1945), S. 31/3.
- [11] V. S. SALTYKOVA, Compt. rend. acad. Sci. URSS. **49** (1945), S. 34/6.
- [12] R. DUVAL, C. DUVAL, Analytica chim. Acta **5** (1951), S. 84/97.
- [13] A. LANGER, J. Phys. Chem. **45** (1941), S. 639.
- [14] A. LANGER, Anal. Chem. **22** (1950), S. 1288.
- [15] I. P. ALIMARIN, Application of Radioactive Isotopes in Chemical Analysis, PUAE P/706, 21 C. 2, XV.
- [16] A. BENEDETTI-PICHLER, Z. anal. Ch. **70** (1927), S. 258.
- [17] J. MOELLER, G. K. SCHWEITZER, Anal. Chem. **20** (1948), S. 1201.

Der Dresdner Molekülspektrograph, ein neuartiger Präzisions-Massenspektrograph für negative hochmolekulare Ionen¹⁾

(Mitteilung aus dem Forschungsinstitut MANFRED VON ARDENNE, Dresden — Weißer Hirsch)

M. VON ARDENNE

Ein Präzisions-Massenspektrograph für negative hochmolekulare Ionen wird beschrieben. Durch die Verwendung von negativen Ionen aus einer Elektronenanlagerungs-Ionenquelle mit magnetisch verdichteter Niedervolt-Gasentladung wird die Wahrscheinlichkeit einer Molekülaufspaltung der zu analysierenden Substanz hinreichend abgeschwächt. Dank der hohen Ausbeute der entwickelten Elektronenanlagerungs-Ionenquelle gelang es, die bisher wegen ihrer geringen Intensität verborgen gebliebenen Molekülspektren von vielatomigen Kohlenwasserstoffen aufzunehmen. Ebenfalls dank der hohen Ausbeute bei der Ionenerzeugung besitzt der Dresdner Molekül-Massenspektrograph trotz sehr einfacher ionenoptischer Bauweise ein Auflösungsvermögen von $A > 1000$ und erlaubt die visuelle Betrachtung der stromstärkeren Molekül-Massenlinien auf dem Leuchtschirm eines Ionenbildwandlers. Aufnahmen der Molekülspektren von Paraffinen, welche die Möglichkeiten des erschlossenen Weges und die Leistungsfähigkeit der Anlage kurz nach ihrer Inbetriebnahme charakterisieren, werden gezeigt. Das Molekülspektrogramm (Abb. 17) läßt den gewaltigen Fortschritt erkennen, der seit knapp 3 Monaten erreicht werden konnte.

I. Einführung

Eine Präzisions-Massenspektrographie der Moleküle, etwa in der Art, daß z. B. alle Molekülmassen zwischen 20 und 1000 oder 10000 in einem Massenspektrum ohne Aufspaltung der Moleküle abgebildet werden, gab es bisher nicht.

Das hatte zwei Gründe:

1. Bei der Ionisation durch Elektronenstoß trat eine Zersplitterung der zu analysierenden Moleküle ein²⁾, wobei einer eindeutigen Rekonstruktion durch die große Zahl der meist gleichzeitig vorhandenen Molekülarten und der noch größeren Zahl der Splitterprodukte enge Grenzen gezogen sind.
2. Bei der Ionisation durch Elektronenanlagerung kann zwar eine Aufspaltung der Moleküle unter geeigneten Bedingungen vermieden werden, aber die Intensitätsverhältnisse hinderten bisher die Beschreibung dieses Weges.

Vor fast 10 Jahren, noch in der Sowjetunion, begannen wir mit Versuchen zur Entwicklung von Elektronenanlagerungs-Ionenquellen mit guter Ausbeute. So wurde

¹⁾ Vortrag auf der Hauptjahrestagung der Physikalischen Gesellschaft der Deutschen Demokratischen Republik am 27.4.1958 in Leipzig.

²⁾ Zur dissoziativen Ionisation von Molekülen durch Elektronenstoß s. HAGSTRUM, Rev. Mod. Phys. 23 (1951), S. 185, und z. B. das Referat von M. VON ARDENNE, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Band I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956, S. 485.

Zu negativen Ionen aus dissoziativer Ionisation vielatomiger Moleküle s. R. M. REESE, V. H. DIBELER, F. L. MOHLER, J. Res. Nat. Bur. Stand. 57 (1956), S. 367.

auch schon in einer Literaturstelle [1] darauf hingewiesen, daß eine Molekül-Massenspektrographie beim Arbeiten mit durch Elektronenanlagerung gebildeten negativen Ionen mit geringer Dissoziationswahrscheinlichkeit für die meisten Molekülarten möglich sein müsse. Diese Auffassung trifft um so mehr zu, je größer das Molekulargewicht der zu messenden Teilchen wird; denn je komplizierter die Moleküle, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß die bei der Elektronenanlagerung freiwerdende Energie durch innere Schwingungen des Moleküls aufgezehrt wird, also Dissoziation (Aufspaltung oder Abspaltung) unterbleibt.

Nach der Rückkehr aus der Sowjetunion 1955 wurden die Arbeiten in dieser Richtung fortgesetzt und sogar sehr intensiviert, weil die Entwicklung eines Molekül-Massenspektrographen für hohe Massen und hohe Auflösung für das weite Feld der organischen Chemie und der Biochemie große Bedeutung hat, z. B. für das Gebiet der Erdöl- und Treibstoffchemie, der Vakuumpumpenöle, der Kunststoffchemie, der Pharmazie, aber auch für besondere Probleme der analytischen Chemie sowie für Forschungs- und strukturechemische Arbeiten auf dem Gebiete der Makromoleküle.

Auf Grund der Vorarbeiten konnte 1955 mit der Konstruktion und dann mit dem Bau eines Präzisions-Massenspektrographen für durch Elektronenanlagerung gebildete negative Ionen begonnen werden, über dessen Arbeitsweise und erste Ergebnisse im folgenden berichtet werden soll.

II. Die Elektronenanlagerungs-Ionenquelle für die Erzeugung von negativen Molekülionen

Das Hauptelement des Molekülspektrographen ist die Ionenquelle hoher Ausbeute für die Erzeugung von negativen Molekülionen durch Anlagerung thermischer oder nahezu thermischer Elektronen. Für ihre Konzeption waren folgende Gesichtspunkte maßgebend:

Der Elektronenanlagerungsquerschnitt liegt für Elektronenenergien zwischen 0,1 und einigen eV bei den uns interessierenden Molekülen (z. B. Kohlenwasserstoffen und Derivaten) zwischen 10^{-22} und 10^{-18} cm². Demgegenüber liegen die Querschnitte für die Gewinnung positiver Gas- und Dampffionen durch Elektronenstoß bei günstiger Wahl der Elektronenenergie in der Größenordnung um 10^{-16} cm². Da hiernach die Querschnitte beim Arbeiten mit durch Elektronenanlagerung gebildeten negativen Ionen um 2–6 Größenordnungen kleiner sind als bei der Massenspektrometrie mit positiven

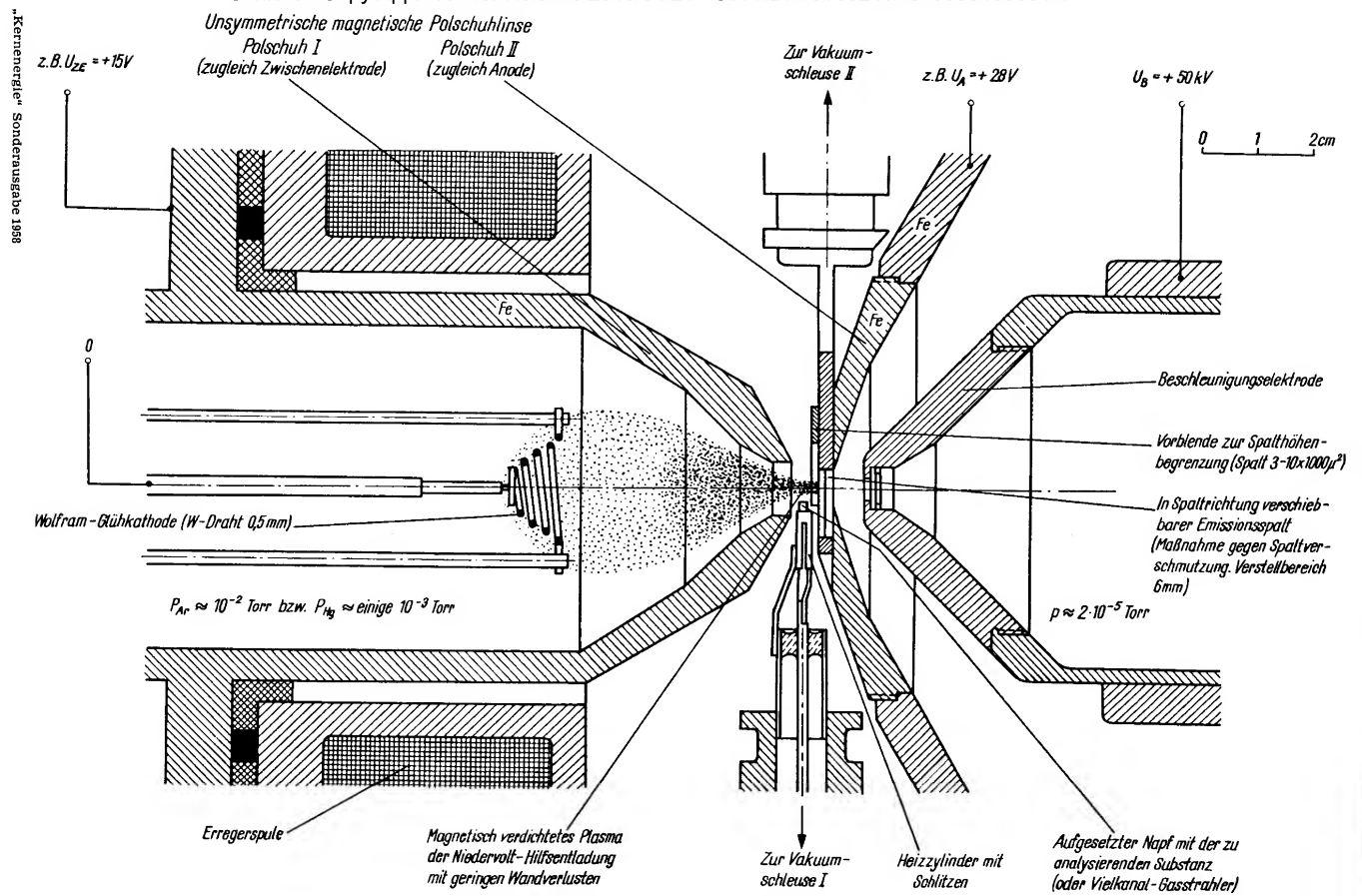


Abb. 1. System und Entladung der Elektronenanlagen-Ionenquelle

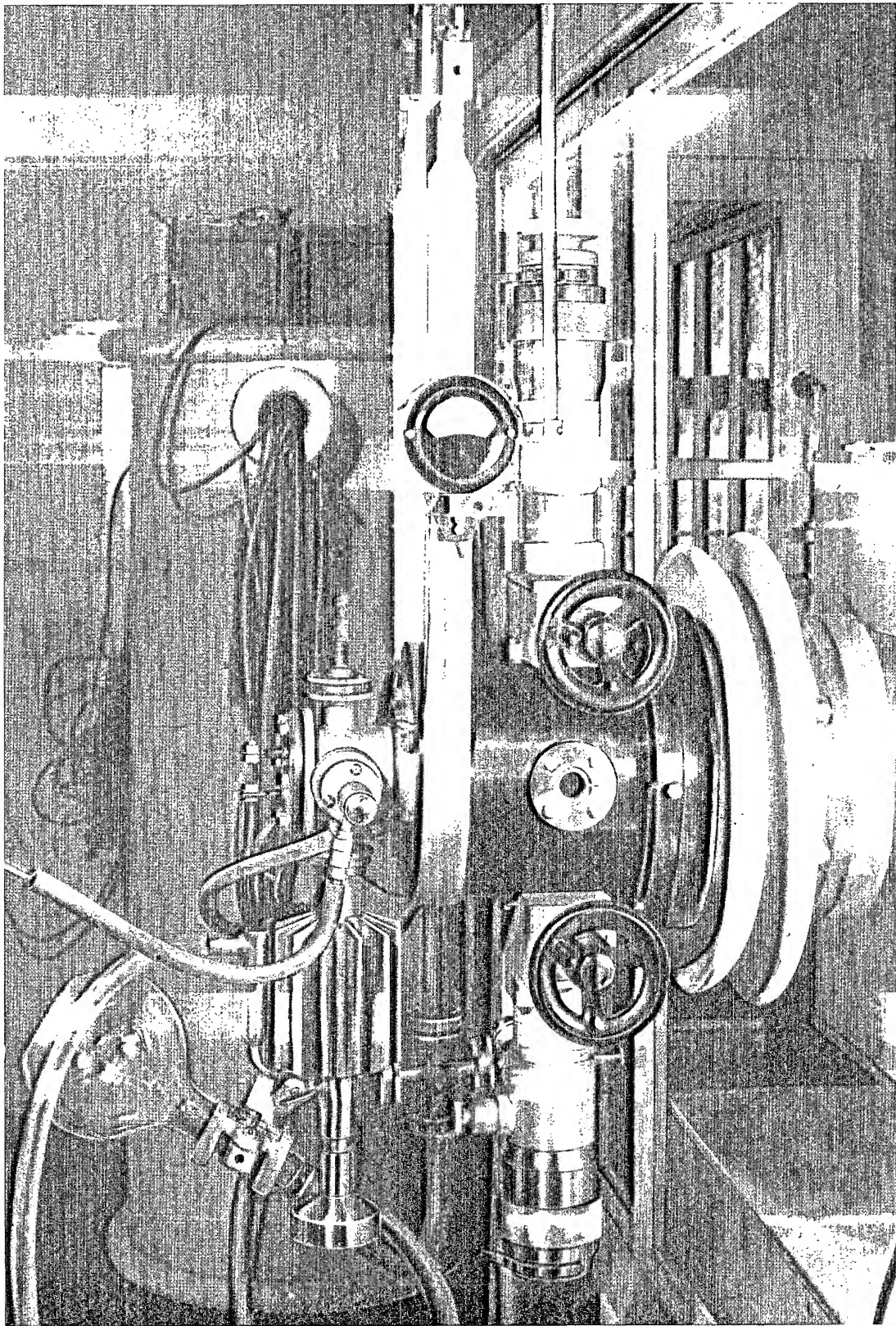


Abb. 2. Ansicht der Elektronen-anlagerungs-Ionenquelle mit angesetzter Quecksilberdiffusionspumpe und mit zwei Vakuumschleusen zum Einbringen der zu analysierenden Substanz und zum Auswechseln des Emissionsspaltes

Ionen, bestand von vornherein nur Aussicht auf Erfolg, wenn es gelang, eine Quelle zu entwickeln mit außergewöhnlich hoher Dichte langsamer Elektronen.

Eine Quelle mit sehr hoher Dichte langsamer Elektronen mußte auch noch aus dem folgenden Grunde für die vorliegende Zielsetzung geschaffen werden. Die Massenspektrographie mit negativen Ionen kann nur dann zu einem Fortschritt von überragender Bedeutung gegenüber den heute üblichen Methoden (Molekulargewichtsbestimmung durch die Ultrazentrifuge usw.) werden, wenn die Aufnahme des Massenspektrums mit hoher Auflösung gelingt, d. h. zum Beispiel bei Massen von 500–5000 bereits Massenunterschiede, die durch ein einzelnes Wasserstoffatom bedingt sind, von der Messung erfaßt werden. Das dafür erforderliche Auflösungsvermögen $A = 1000 - 10000$ ist ionenoptisch um so leichter erreichbar, auf je größere Werte die Emissionsstromdichte der durch Elektronenanlagerung gebildeten negativen Ionen in der Fläche der Ionenemissionsöffnung der Quelle gebracht werden kann. Für einen gegebenen Anlagerungsquerschnitt und für einen aus vakuumtechnischen Gründen gegebenen Partialdruck des zu analysierenden Dampfes ($p \approx 10^{-5}$ bis 10^{-2} Torr) wird die Emissionsstromdichte um so größer, je höher die Dichte der langsamen Elektronen im Ionisierungsraum wird.

Eine hohe Dichte der langsamen Elektronen allein ist auch bei Verwendung der Methode magnetischer Stromdichteerhöhung [2] nicht realisierbar, weil die Elektronenraumladung dies verhindert. Nur bei Kompensation der negativen Raumladung durch positive Ionen, d. h. in einem quasineutralen Plasma, ist die Möglichkeit gegeben, eine sehr hohe Dichte langsamer Elektronen herbeizuführen. Damit durch die Herstellung von positiven Ionen zur Raumladungskompensation und auch durch Zusammenstöße mit diesen Ionen keine bzw. eine möglichst geringe Dissoziation der zu messenden Moleküle eintritt, wurde zunächst angestrebt, diese positiven Ionen aus einem Dampf zu gewinnen mit besonders kleiner Ionisierungsspannung. Die niedrigste Ionisierungsspannung besitzt das Caesiumatom mit $U_{J_1} = 3,89$ V. Daher war die Quelle zunächst für den Betrieb einer Niedervoltentladung mit Caesiumdampf vorgesehen (Heizbarkeit der Entladungskammerwände auf die zur Aufrechterhaltung eines Caesiumdampfdruckes von einigen 10^{-3} Torr erforderliche Temperatur).

Diese Betriebsweise ist experimentell etwas unbequem; sie wurde daher verlassen, als sich zeigte, daß auch bei einer Niedervolt-Argonentladung bzw. Quecksilberdampfentladung Massenspektren ohne Molekülaufspaltung, z. B. von Kohlenwasserstoffderivaten mit Molekulargewichten über 100, erhalten werden. Die experimentellen Erfahrungen lehren, daß eine kritische Dissoziation der zu messenden Moleküle in der zuvor erwähnten Niedervoltentladung auch dann unterbleibt, wenn mit Hilfe des inhomogenen Magnetfeldes einer unsymmetrischen Polschuhlinse das Plasma unmittelbar vor der Ionenemissionsöffnung magnetisch verdichtet wird. Das

System und die Form der Hilfsentladung zeigt Abb. 1. Bei der zugrunde liegenden Arbeitsweise und Geometrie sind im kritischen Plasmabereich die Wandverluste durch das zuvor erwähnte Magnetfeld stark reduziert, und es besteht in dem Bereich der positiven Säule, aus dem die Absaugung der negativen Ladungsträger vorgenommen wird, ein niedriger Potentialgradient. Wir haben es also mit einer Entladungsform zu tun, bei der in Anodennähe, d. h. in der Nähe der Emissionsöffnung, eine hohe Dichte von Elektronen mit Geschwindigkeiten gemäß einer MAXWELL-Verteilung der Elektronentemperatur von einigen 10^4 °K vorliegt. In dieser Verteilung sind Elektronen mit Energien um und unter 1 eV in großer Häufigkeit gegeben. Das zu untersuchende Molekülgas bzw. der zu untersuchende Moleküldampf wird dem magnetisch hoch verdichteten Plasma unmittelbar vor der Emissionsöffnung aus einem heizbaren Napf mit der zu analysierenden Substanz oder aus einem Vielkanal-Gasstrahler [3] zugeführt. Bei nicht mehr (ohne Zersetzung oder Denaturierung) verdampfbaren Stoffen sind spezielle Zuführungsarten mit Ultraschall bzw. mit Zerstäubung und Kondensation eines Hilfslösungsmittels in Aussicht genommen.

Die Außenansicht der Elektronenanlagerungs-Ionenquelle am Massenspektrographen zeigt die Photographie Abb. 2. Die abgebildete Ionenquelle ist in dem weiter unten gebrachten Schnitt durch den Präzisions-Massenspektrographen mit gezeichnet. Die dort gegebene Beschriftung läßt eine ausführliche Kommentierung der Quellenkonstruktion an dieser Stelle überflüssig erscheinen.

Die praktische Ausführung des heizbaren Napfes für die zu analysierende Probe ist aus der Photographie Abb. 3 zu ersehen, bei der der Napf nach oben aus dem Heizer herausgenommen ist. Der im Hinblick auf die Raumverhältnisse zwischen den beiden magnetischen Polschuhen I und II länglich ausgeführte Napf wird von einem geschlitzten Heizer auf die jeweils gewünschte Temperatur gebracht. Napf und Heizer sind aus nichtrostendem Stahl hergestellt. Durch die Bauweise und Schlitzung des Heizers wird erreicht, daß die höchste Temperatur des Systems dort besteht, wo der Tiegel aufliegt, und daß bereits relativ kleine Ströme zur Heizung ausreichen. Abb. 4 bringt eine typische Temperatur-eichkurve des abgebildeten Systems. Praktisch werden in den meisten Fällen nur Temperaturen mit Werten bis zu einigen 100°C benötigt.

Um mit möglichst wenig Substanz auszukommen und um die Geschwindigkeit der Verunreinigung des Emissionsspaltes herabzusetzen, wird bei der Aufnahme der Massenspektren in der Regel so vorgegangen, daß zunächst ein Spektrum ohne Napfheizung aufgenommen wird. Dieses Spektrum liefert die Massenlinien des Untergrundes der Anlage, d. h. fast nur Linien im Bereich der Massen unter 100. Die Aufnahme der weiteren Spektren wird dann so vorgenommen, daß die Napfheizung während der Belichtungszeit eingeschaltet wird. Die Belichtungszeiten liegen in der Größenordnung von 1 s.

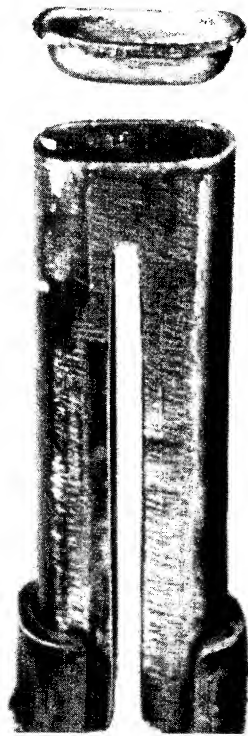


Abb. 3. Die Ausführung des heizbaren Napfes für die zu analysierende Substanz und des aus nichtrostendem Stahl hergestellten Heizers

Legt man eine Verdampfungszeit von 10 s zugrunde, eine dampfende Substanzoberfläche von $0,03 \text{ cm}^2$, eine Temperatur von 500° K , Sättigungsdruck von 10^{-3} Torr , so ergibt sich beispielsweise für ein Öl mit dem Molekulargewicht $M = 500$ eine notwendige Substanzmenge je Analyse von nur $2 \cdot 10^{-5} \text{ g}$.

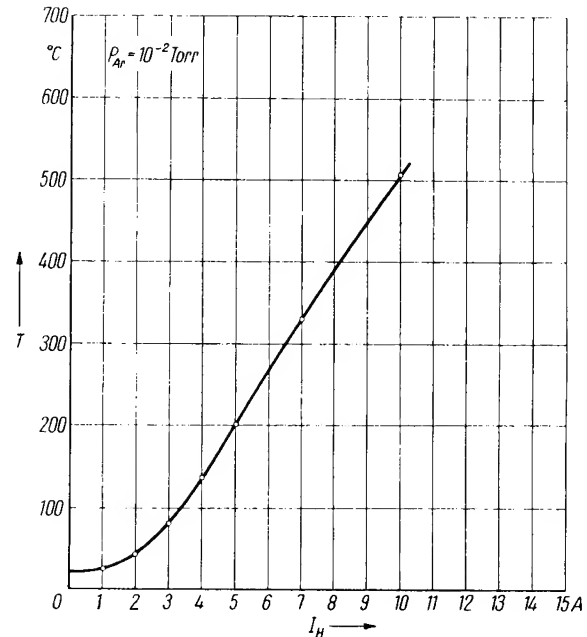


Abb. 4. Die Temperatur T des Substanznapfes als Funktion des Heizstromes I_H bei einem Entladungskammerdruck $p_{Ar} \approx 10^{-2} \text{ Torr}$

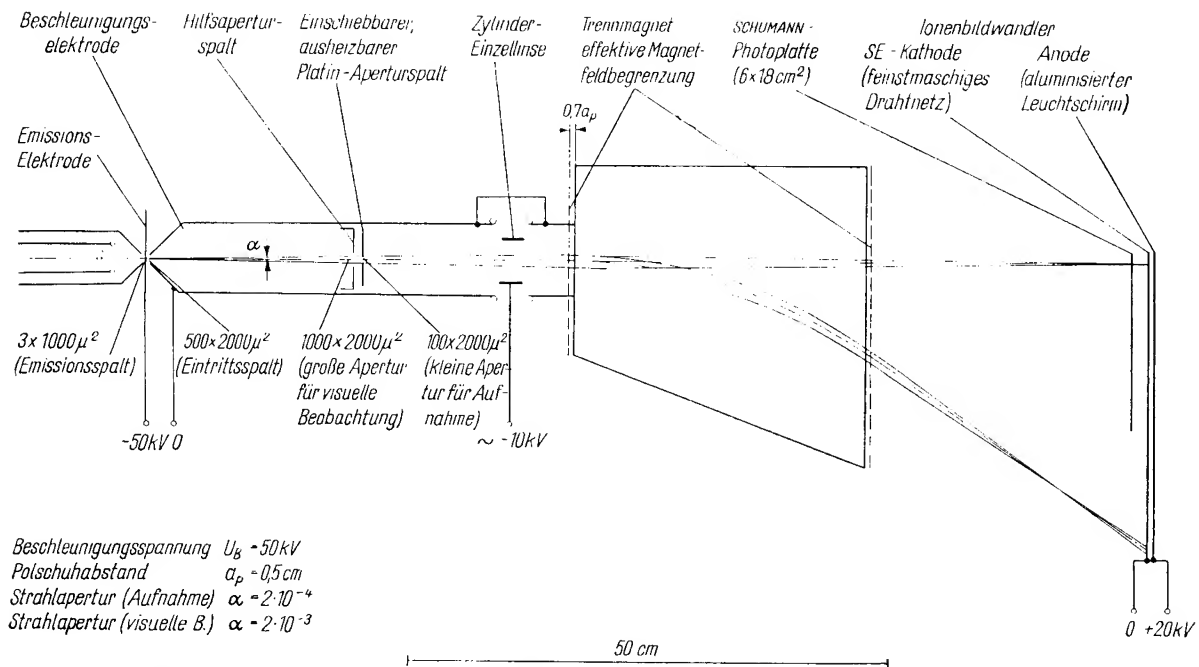


Abb. 5. Der Strahlengang am Präzisions-Massenspektrographen für negative hochmolekulare Ionen

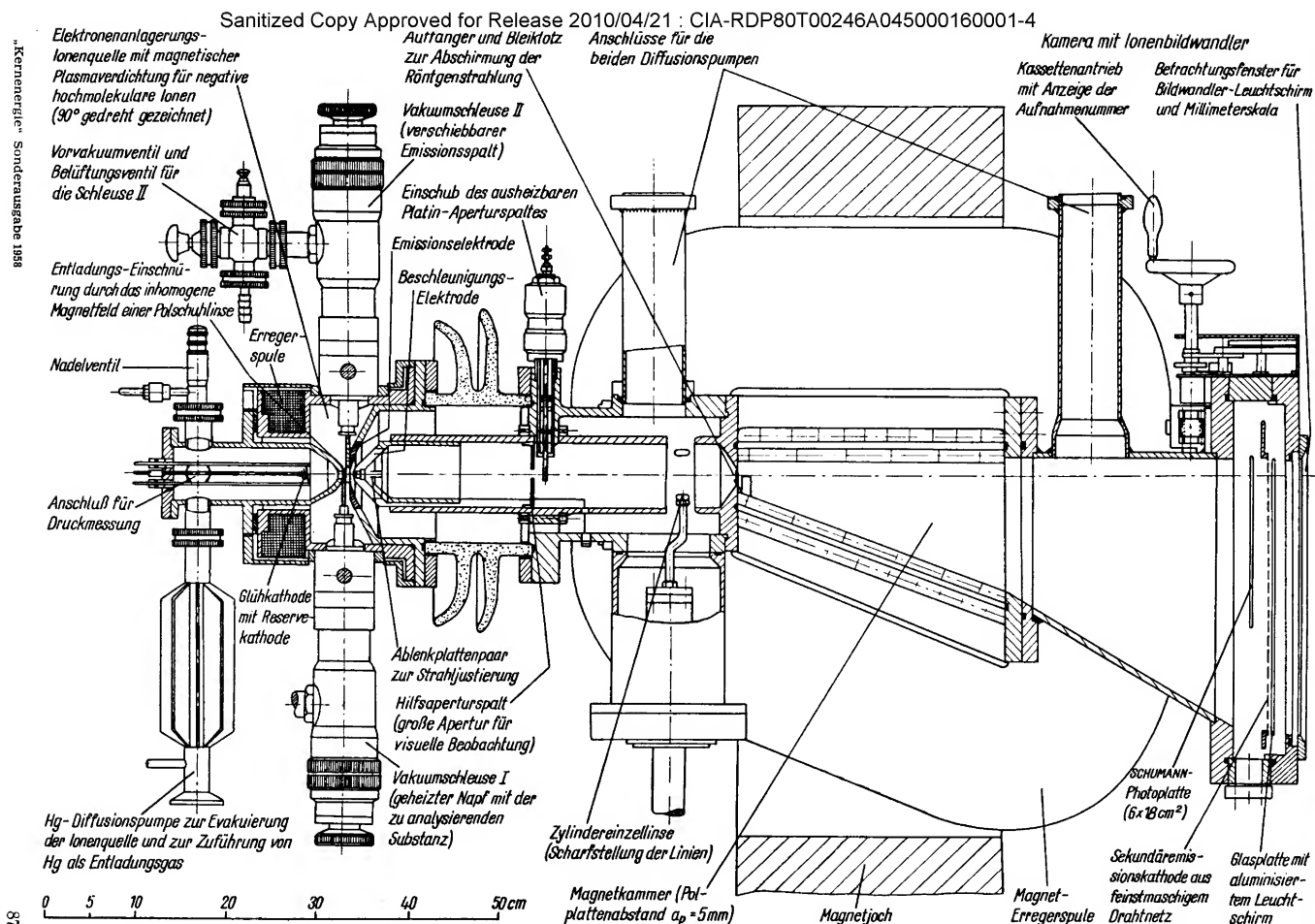


Abb. 6. Schnitt durch den Präzisions-Massenspektrographen für negative hochmolekulare Ionen

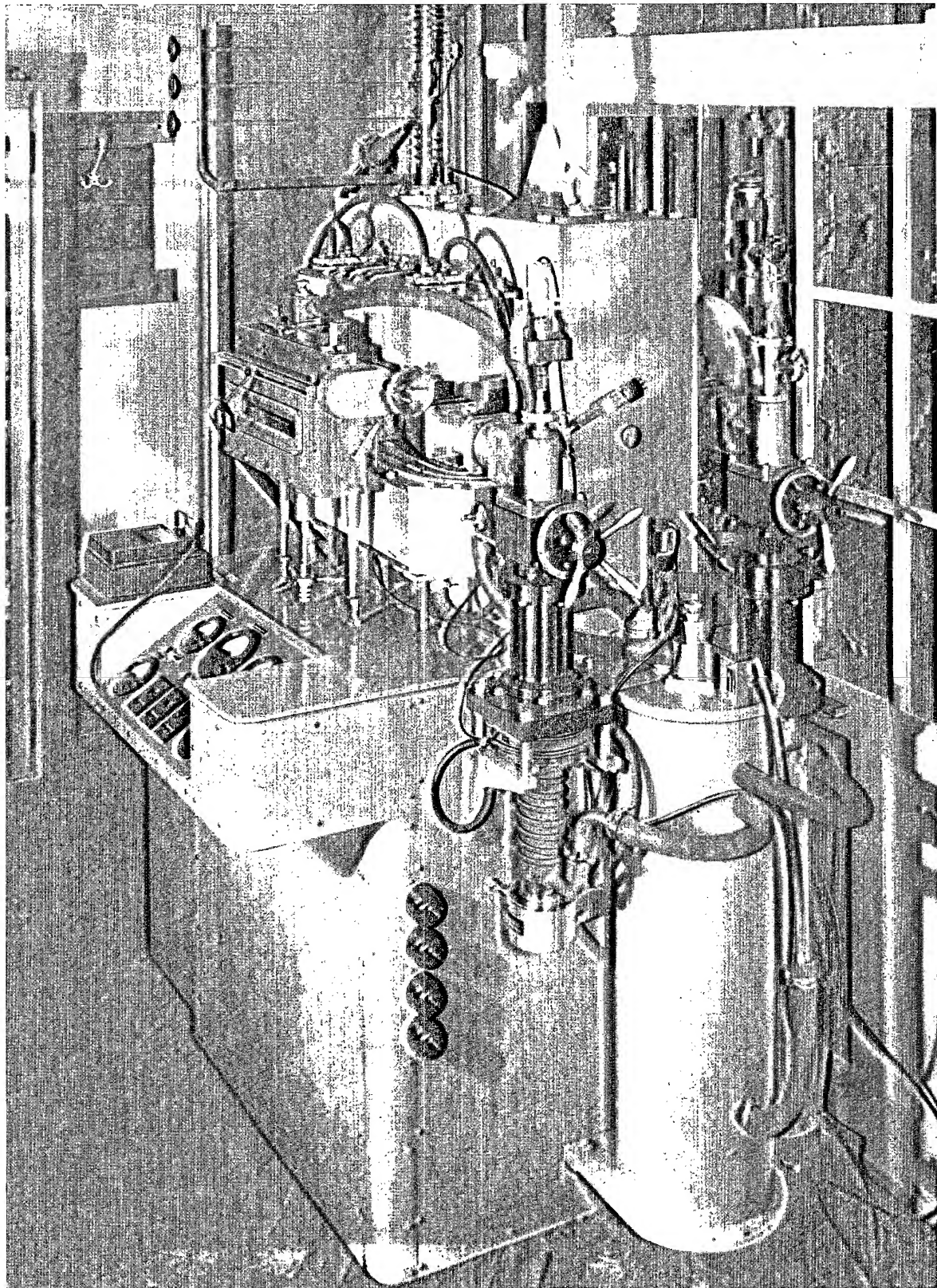


Abb. 7. Ansicht des Dresdner Molekülspektrographen

Mit der besprochenen, durch ein inhomogenes Magnetfeld verdichteten und durch den zu analysierenden Dampf beaufschlagten Entladung ist es gelungen, aus der Emissionsöffnung trotz der Kleinheit der Anlagerungsquerschnitte verhältnismäßig starke Stromanteile nicht-aufgespaltener Moleküle abzusaugen. Außerdem werden negative Spaltionen aus dissoziativer Ionisation von Molekülen durch Elektronenstoß sowie ein Stromanteil von 1–3,5 mA Plasmaelektronen abgesaugt, wenn z. B. ein Emissionsspalt von $10 \times 1000 \mu^2$ Fläche zur Anwendung kommt.

III. Der Spektrograph

Der *ionenoptische Strahlengang des Spektrographen* ist in Abb. 5 wiedergegeben. Er entspricht im wesentlichen dem Strahlengang eines Ionenspektroskops mit Ionenbildwandler, welcher schon früher vorgeschlagen wurde[4]. Die aus der Ionenemissionsöffnung abgesaugten negativen Ionen (und Elektronen) durchlaufen nach Durchtritt durch ein Aperturblendensystem eine elektrostatische Zylindereinzelinse, welche den Ionenemissionsspalt auf der photographischen Platte bzw. auf der Kathode des Ionenbildwandlers abbildet. Unmittelbar hinter der elektrostatischen Einzellinse befindet sich das zur Massentrennung notwendige Magnetfeld. Die Länge des

Magnetfeldes in Richtung des einfallenden Strahles beträgt 30 cm. Der Magnet hat ein Gewicht von 1,3 Tonnen. Die Rücksichtnahme auf die Möglichkeit der Messung hochmolekularer Teilchen mit dieser Anlage zwang zu der Anwendung des besprochenen ionenoptischen Strahlenganges, der für hochauflösende Anlagen sonst nicht üblich und zweckmäßig ist.

Die Geometrie und Daten des Magneten wurden so bemessen, daß bei Anwendung der vorgesehenen Ionenbeschleunigungsspannung von $U_B = 50$ kV im Bedarfsfalle noch Moleküle mit Molekulargewichten bis über 10^5 eine solche Ablenkung erfahren, die noch hinreichende Auflösung gewährleistet. Bei einem Magnetfeld $H = 15000$ Oe (Magnetspalt $a_p = 5$ mm) beträgt in der Photoschichtebene die Ablenkung für ein Molekül der Masse 100000 etwa 18 mm, während die Linienbreite durch die Anwendung polarisationsfreier geheizter Platin-Aperturblenden und bei Anwendung eines hinreichend feinen Emissionsspalt (auf Kosten der Intensität) grundsätzlich auf Werte der Größenordnung 10μ und darunter reduziert werden kann.

Die Aussortierung der mitabgesaugten Elektronen erfolgt schon unmittelbar nach Eintritt des Elektronenstrahles in das Trennmagnetfeld, so daß die aus dem Plasma mitabgesaugten Elektronen lediglich als zusätz-

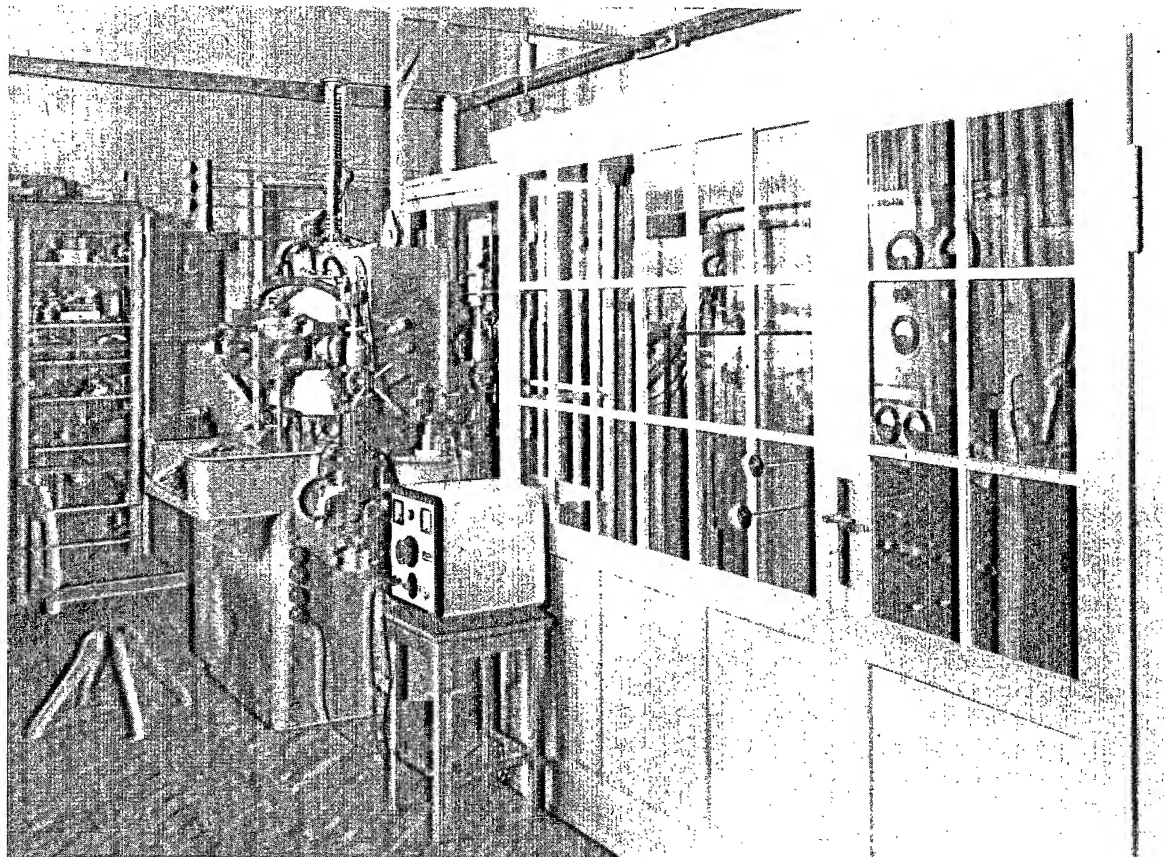


Abb. 8. Blick auf die Gesamtanlage

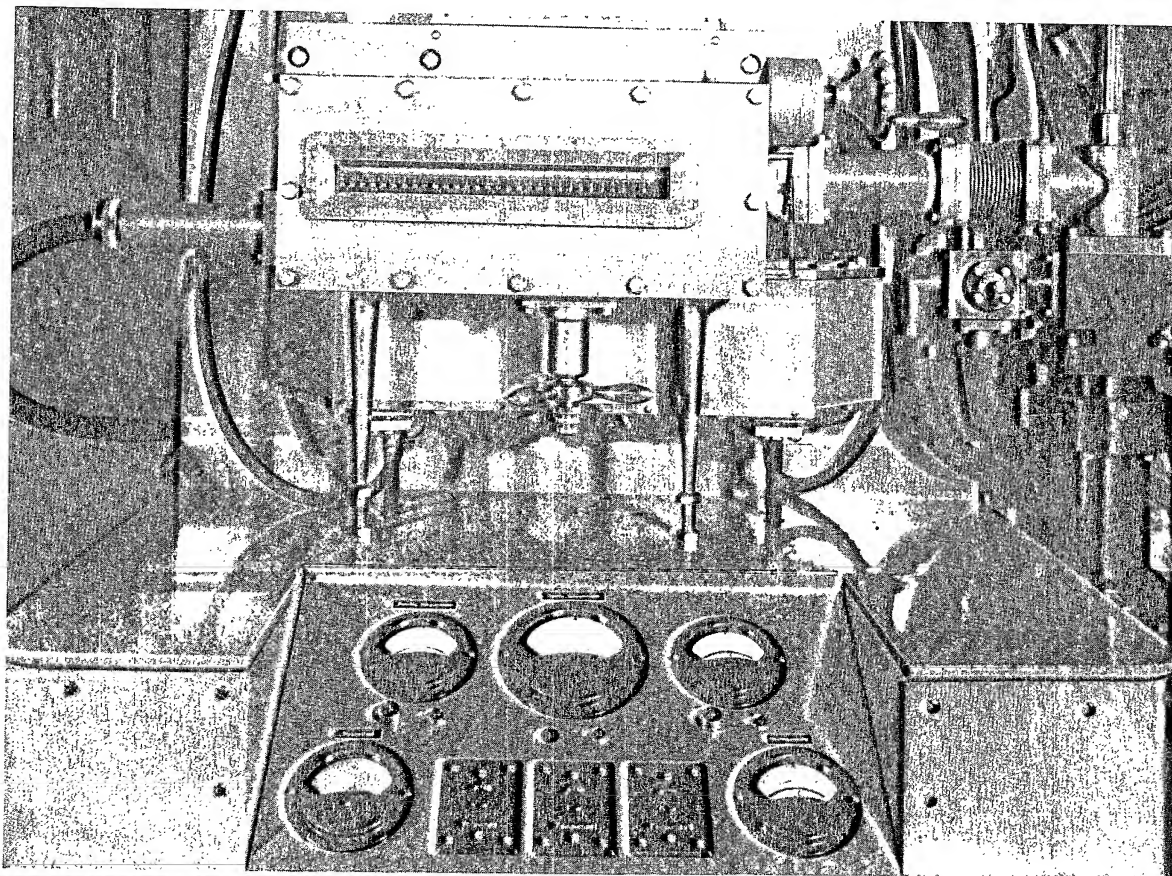


Abb. 9. Die Kamera für $6 \times 18 \text{ cm}^2$ SCHUMANN-Platten und Aufnahme von 12 Spektren mit Vakuumschleuse sowie mit dem 29 cm langen Ionenbildwandler

liche Belastung der Hochspannungsquelle in Erscheinung treten. Damit die von diesen Elektronen erzeugten Röntgenstrahlen keine zusätzliche Schwärzung der Photoschicht ergeben, ist in unmittelbarer Nähe des Strahleneintrittes in das Magnetfeld ein Antikathodenblech mit sinngemäß angebrachter Bleiabschirmung vorgesehen.

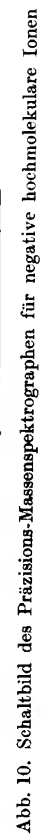
Der Spektrograph mit Ionenquelle, Magnet und Kamerateil sowie mit der Vakuumanlage ist in Abb. 6 im Schnitt gezeichnet und in den Abbildungen 7 und 8 dargestellt. Einen Blick auf den Kamerateil mit Ionenbildwandler und auf das Schaltpult vermittelt Abb. 9.

Entscheidend für die Sichtbarmachung der auf Elektronenanlagerung beruhenden, meist intensitätsarmen Moleküllinien ist nicht allein der relativ hohe Nutzeffekt der Elektronenanlagerungs-Ionenquelle, sondern auch der im Strahlraum herrschende Restgasdruck. Durch Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Restgas wird eine störende Untergrundschwärzung im Massenspektrum verursacht. Der Untergrund erstreckt sich hauptsächlich zwischen dem Durchstoßpunkt des unabgelenkten Strahles und der Massenlinie größter Intensität im Spektrum. Er entsteht durch neutrale Teilchen hoher Geschwindigkeit, die der Massenlinie

größter Intensität entstammen und auf dem Strahlweg durch Umladung elektrisch neutral werden. Die gesuchten Molekülspektren werden deutlich über dem Untergrund sichtbar, wenn der Arbeitsdruck im Strahlraum mit Hilfe der beiden vorgesehenen Diffusionspumpen auf Werte von $2-3 \cdot 10^{-5}$ Torr gesenkt wird.

Das elektrische Schaltbild der Massenspektrographenanlage mit der Stromversorgung der Elektronenanlagerungs-Ionenquelle, mit der Stromversorgung des Trennmagneten, mit der Hochspannungsanlage für die Beschleunigung der negativen Ionen auf etwa 50 kV sowie mit der Hochspannungsanlage für den Ionenbildwandler gibt Abb. 10 wieder. — Da die Belichtungszeiten bei etwa 1 s liegen, konnte bei der Hochspannungsanlage für die Ionenbeschleunigung zunächst eine einfache DESAUER-Kaskadenschaltung ohne Stabilisationseinrichtung vorgesehen werden. Für höchstes Auflösungsvermögen ist das Arbeiten mit herabgesetzter Ionenstrahlapertur und damit erhöhter Belichtungszeit notwendig. Daher ist die Entwicklung eines Elektronenröhrenstabilisators, der die Ionenbeschleunigungsspannung über lange Zeiträume konstant hält, beabsichtigt. — Bei der gezeichneten Schaltung ist nur dann eine hinreichende Konstanz der Ionenbeschleunigungsspannung zu erwarten, wenn der

Kippschwingungen, plasmaakustische Schwingungen oder starke Ionenplasmaschwingungen eine nieder- bzw. mittelfrequente Modulation des abgesaugten Stromes negativer Träger bewirken. Bei normaler Betriebsweise



der Quelle ist ein hinreichend gleichmäßiges Brennen der Entladung leicht zu erzielen. Zur Kontrolle auf Schwingungsfreiheit der Niedervolentladung kann bei der Anlage der Entladungsstrom der Quelle J_A mit Hilfe eines Elektronenstrahloszillographen auf seinen Modulationsgrad hin überprüft werden. — Unmittelbar hinter der Absaugelektrode sind parallel zur Längsrichtung des Emissionsspaltes zwei Ablenkplatten vorgesehen, durch welche die Mitte des Ionenstrahlbündels genau auf die Durchtrittsöffnung der Aperturblende justiert werden kann. Diese Justierung wird so vorgenommen, daß auf größte Intensität der im Ionenbildwandler sichtbaren Massenlinien abgeglichen wird.

Die Einregelung des Spektrographen, die Einstellung der gewünschten Linienlage (Einstellung von J_M) und oft sogar der Intensitätsabgleich der Linien des Massenspektrums wird unter Beobachtung des Ionenbildwandler-Leuchtschirmes vorgenommen. Da die Linien zum Teil sehr lichtschwach sind, wurden zwei Aperturblenden vorgesehen, eine Blende mit breitem Durchtrittsspalt für die visuelle Beobachtung des Massenspektrums mit Hilfe des Ionenbildwandlers und eine in den Strahlengang einschiebbare Blende mit einem Durchtrittsspalt von etwa auf $1/10$ herabgesetzter Breite für photographische Aufnahme der Massenspektren mit hoher Auflösung.

IV. Experimentelle Ergebnisse

Eines der ersten erhaltenen *Massenspektren negativer Ionen* zeigt Abb. 11. Die helleren Linien dieses Spektrums waren vor der Aufnahme auf dem Ionenbildwandler gut sichtbar. Die Einstellung auf gute Linienschärfe durch Regelung der Teilspannung ($\approx 20\%$ von U_B) für die Mittelelektrode der Zylinderlinse wurde durch den schon mehrfach erwähnten Ionenbildwandler wesentlich erleichtert. In diesem mit kleinem Ablenkmagnetfeld (400 Oerstedt) gewonnenen Massenspektrum ist beispielsweise als Linie eines undissoziierten Moleküls die $^{16}\text{O}_2$ -Linie zu erwähnen. Die Zuordnung der Linie ist hier mit großer Sicherheit möglich durch die benachbarten Linien der beiden Chloratome ^{35}Cl und ^{37}Cl , welche leicht aus dem Verhältnis der Isotopenhäufigkeiten identifiziert werden können. Bei dieser mit 4 s Belichtungszeit und einer Ionenstrahlapertur von $2 \cdot 10^{-4}$ erhaltenen Aufnahme sind noch keine Moleküllinien bei höheren Massen, insbesondere von Kohlenwasserstoffen oder ihren Derivaten sichtbar, obwohl der Partialdruck organischer Dämpfe im Entladungsraum der Quelle in der Größenordnung von etwa 10^{-5} Torr gelegen hat.

Eine im Hinblick auf die spätere Verwendung des Spektrographen überaus wichtige Größe ist das Auflösungsvermögen. Gemäß der üblichen Definition berechnet sich das *Auflösungsvermögen der Anlage* zu

$$A = \frac{M_i}{\Delta M_i} = \frac{M_i}{\left(\frac{\Delta M_i}{\Delta} \right)_{M_i} \cdot \Delta}$$

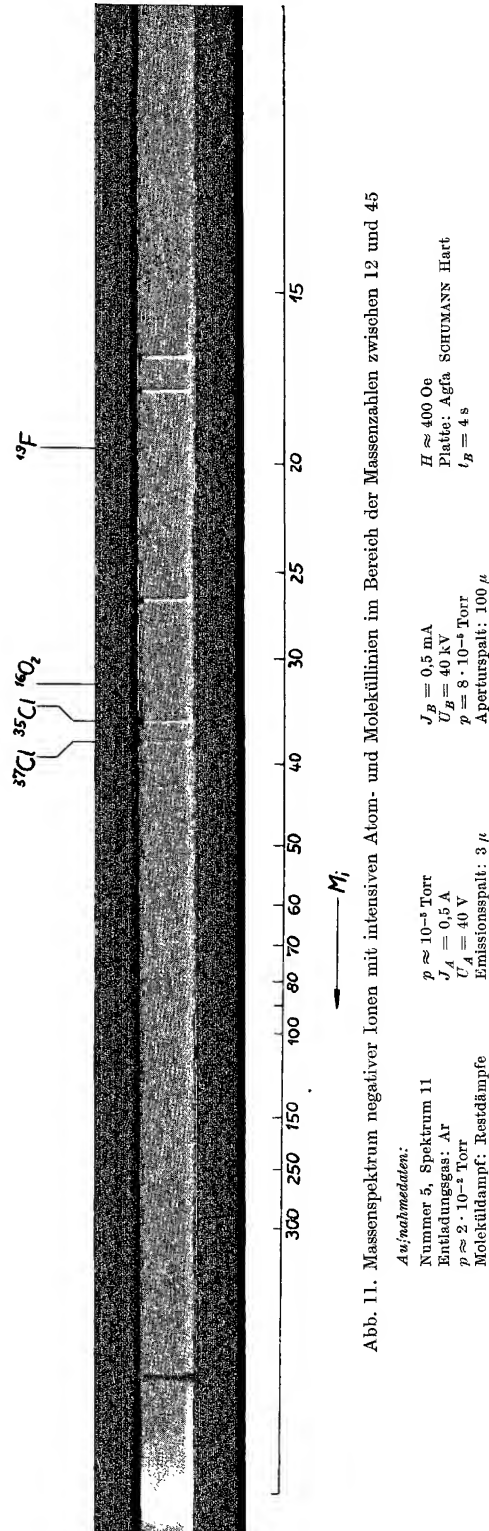


Abb. 11. Massenspektrum negativer Ionen mit intensiven Atom- und Moleküllinien im Bereich der Massenzahlen zwischen 12 und 45

Aufnahmedaten:

Nummer 5, Spektrum 11
Entladungsgas: Ar
 $p \approx 2 \cdot 10^{-5}$ Torr
Moleküldampf: Restdämpfe

$p \approx 10^{-5}$ Torr
 $J_A = 0.5$ A
 $U_A = 40$ V
Emissionsspalt: 3 μ

$J_B = 0.5$ mA
 $U_B = 40$ kV
 $p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr
Aperturspalt: 100 μ

$H \approx 400$ Oe
Platte: Agfa SCHUMANN Hart
 $t_B = 4$ s

Hierin bedeuten:

M_i = Massenwert des Ions,

ΔM_i = Halbwertbreite der Massenlinie, gemessen in der Masseneinheit,

$\left(\frac{\Delta M_i}{\Delta}\right)_{M_i}$ = Steigung der Tangente an die Dispersionskurve im Punkte M_i (graphisch bestimmt),

Δ = Halbwertbreite der Massenlinie, gemessen in der Längeneinheit.

Bereits bei den ersten Aufnahmen unter den Bedingungen der Abbildung 11 wurde bei Halbwertbreiten der Massenlinien von 40μ ein Wert des Auflösungsvermögens von $A=1200$ erhalten, allerdings bei Belichtungszeiten $t_B=0,5$ s. Mit der Verbesserung der Stabilisierung der die Anlage speisenden Stromquellen und mit Realisierung in Vorbereitung befindlicher ionen-

Das erste *Massenspektrum von nicht aufgespaltenen Kohlenwasserstoff-Molekülen der Paraffinreihe mit Massen über 100* ist in Abb. 13 in zwei Vergrößerungsmaßstäben wiedergegeben. Abb. 14 bringt einen hochvergrößerten Ausschnitt des gleichen Spektrums.

Sowohl bei dieser Aufnahme als auch bei der unten wiedergegebenen weiteren Aufnahme der gleichen Substanz wurde die Massenskala mit einer absoluten Genauigkeit von mindestens $\pm 10^{-2}$ im Bereich der Molekülmassen um 180 bestimmt. Ihre Eichung ergab sich aus der Lage der zwei Atomlinien der beiden Chlorisotope, aus der Lage der drei gefundenen Moleküllinien der Chlorisotope, aus der Lage der Atomlinie ($M_i=127$) des Jods in Hilfsaufnahmen sowie aus dem bekannten Ablenkgesetz der Apparatur. Eine Kontrolle der so abgeleiteten Massenskala wurde mit Hilfe des Neutralstrahl-Durchstoßpunktes, der in den Spektren mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0,1$ mm erkennbar war, vorgenommen. —

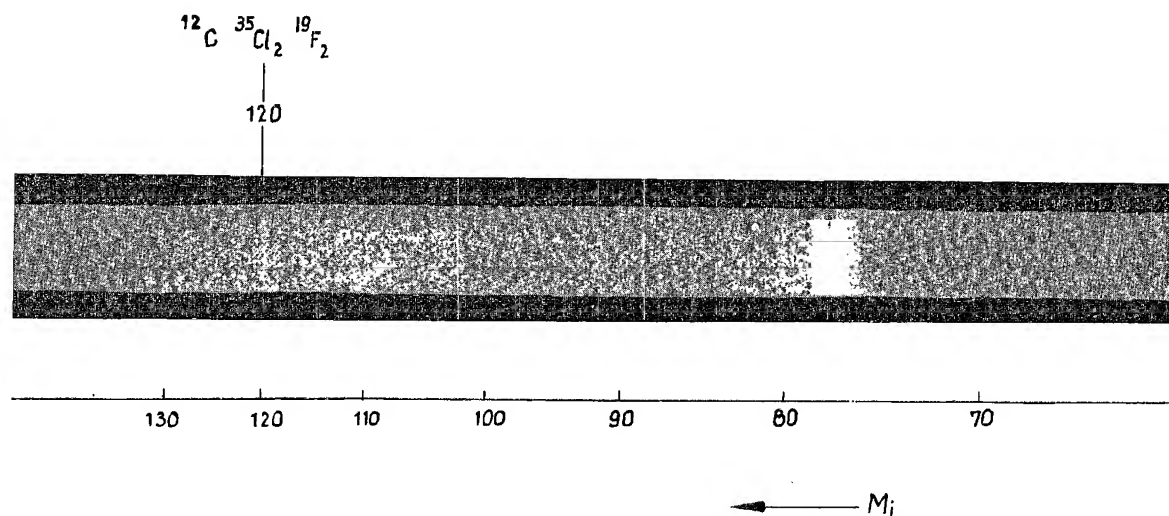


Abb. 12. Spektrum mit der schwach angedeuteten Linie des undissoziierten Frigedohnmoleküls ($^{12}\text{C } ^{35}\text{Cl}_2 \text{ } ^{19}\text{F}_2$) der Masse $M=120$

Aufnahmedaten:

Nummer 8, Spektrum 6

Entladungsgas: Ar

$p = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr

Moleküldampf: Frigedohnreste

$p \approx 10^{-2}$ Torr

$J_A = 0,75$ A

$U_A = 45$ V

Emissionsspalt: 10μ

$J_B = 2$ mA

$U_B = 40$ kV

$p = 8 \cdot 10^{-3}$ Torr

Aperturspalt: 1000μ

$H = 1200$ Oe

Platte: Agfa SCHUMANN Hart

$t_B = 30$ s

optischer Maßnahmen dürfte der Wert des Auflösungsvermögens sich ohne allzu große Schwierigkeiten noch auf etwa $A=5000-10000$ in unserer Anlage steigern lassen.

Das Spektrum, welches die erste Andeutung der *Linie eines undissoziierten Moleküls* mit einer Masse über 100 brachte, zeigt Abb. 12. Bei dieser Aufnahme wurden der Elektronen-anlagerungs-Ionenquelle Spuren von Frigedohn gas zugeführt. Die angedeutete Linie liegt in der mitgezeichneten Massenskala an der richtigen Stelle bei dem Massenwert 120. Die Massenskala wurde auf Grund der beiden Atomlinien des Chlors und des Neutralstrahl-Durchstoßpunktes sowie des bekannten Ablenkgesetzes gewonnen.

In dem großen Intensitätsunterschied zwischen den Atom- und Moleküllinien der Chlorisotope spiegelt sich der um etwa 2 Größenordnungen kleinere Elektronen-anlagerungsquerschnitt für das Chlormolekül wider.

Daß es sich bei dem erhaltenen Viellinienspektrum von Paraffinen nicht um ein Einzelergebnis handelt, beweist die an einem anderen Tage und unter etwas geänderten Bedingungen gewonnene Aufnahme Abb. 15 bzw. ihr hochvergrößerter in Abb. 16 wiedergegebener Ausschnitt. Das gleiche Viellinien-Massenspektrum wurde überdies auch noch bei mehreren weiteren Aufnahmen gefunden. Aus der Reproduktion Abb. 14 und noch besser aus der Reproduktion Abb. 16 läßt sich entnehmen, daß die Liniengruppen sich jeweils um

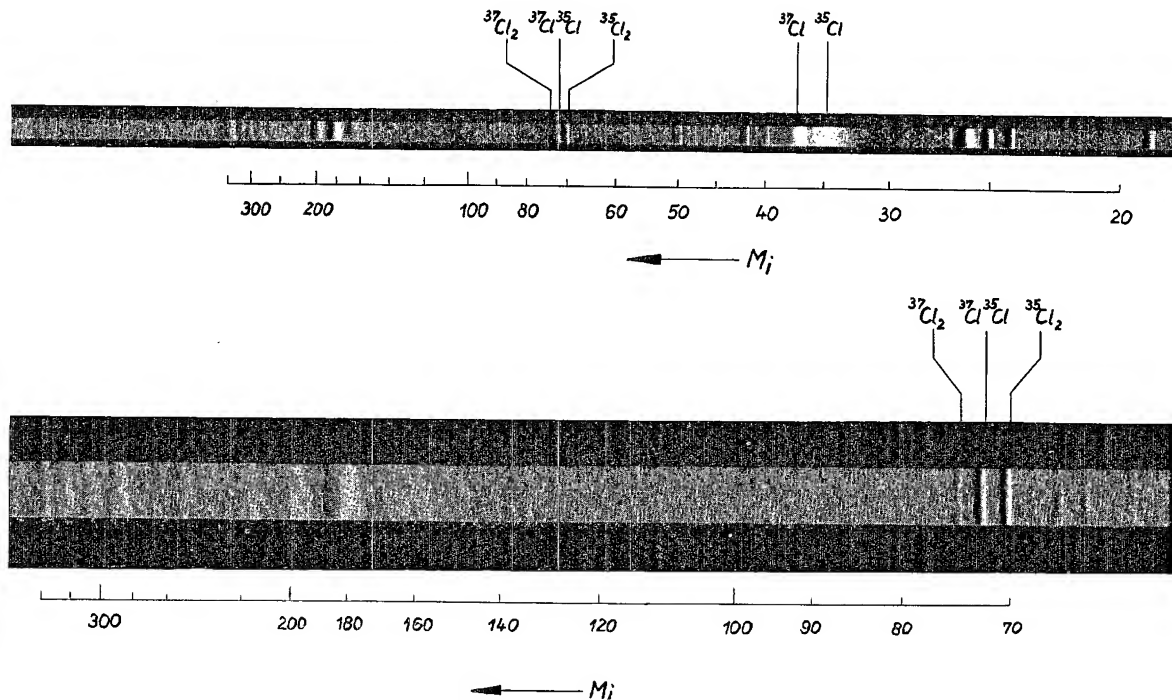


Abb. 13. Erstes Massenspektrum von nicht aufgespaltenen Kohlenwasserstoffmolekülen der Paraffinreihe mit Massen zwischen etwa $M = 150$ und 330 , wiedergegeben in 2 Vergrößerungsmaßstäben

Aufnahmedaten:

Nummer 13, Spektrum 2
Entladungsgas: Ar (+ etwas Cl)
 $p_{\text{Gas}} = 2 \cdot 10^{-5}$ Torr
Moleküldampf: Paraffine

$p_{\text{Dampf}} \approx 10^{-4}$ Torr
 $J_A = 0,5$ A
 $U_A = 28$ V
Emissionsspalt: 10μ

$J_B = 0,3$ mA
 $U_B = 40$ kV
 $p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr
Aperturspalt: 100μ

$H = 1200$ Oe
Platte: Agfa SCHUMANN Hart
 $t_B = 0,25$ s

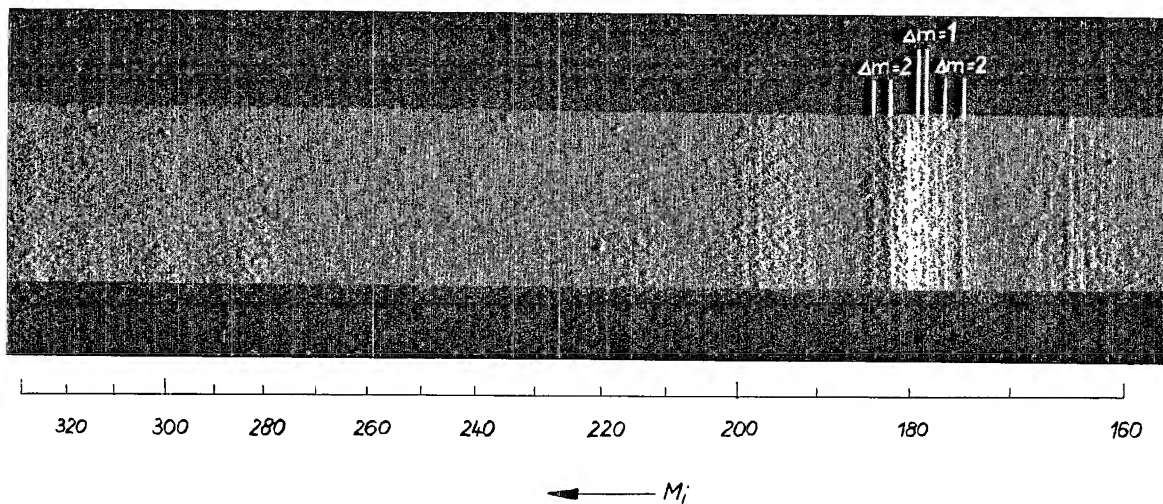


Abb. 14. Hochvergrößerter Ausschnitt aus dem in vorangehender Abbildung wiedergegebenen Massenspektrum mit der Feinstruktur des Molekül-Massenspektrums von Paraffinen

Während sich die Liniengruppen in dem wiedergegebenen Massenspektrum um jeweils 16 Masseneinheiten (Abspaltung von $^{12}\text{C}^{1}\text{H}_4$) unterscheiden, besitzen die gefundenen Einzellinien der Gruppen untereinander jeweils eine Massendifferenz von einer Einheit in der Gruppenmitte und von zwei Einheiten an den beiden Rändern der Gruppe

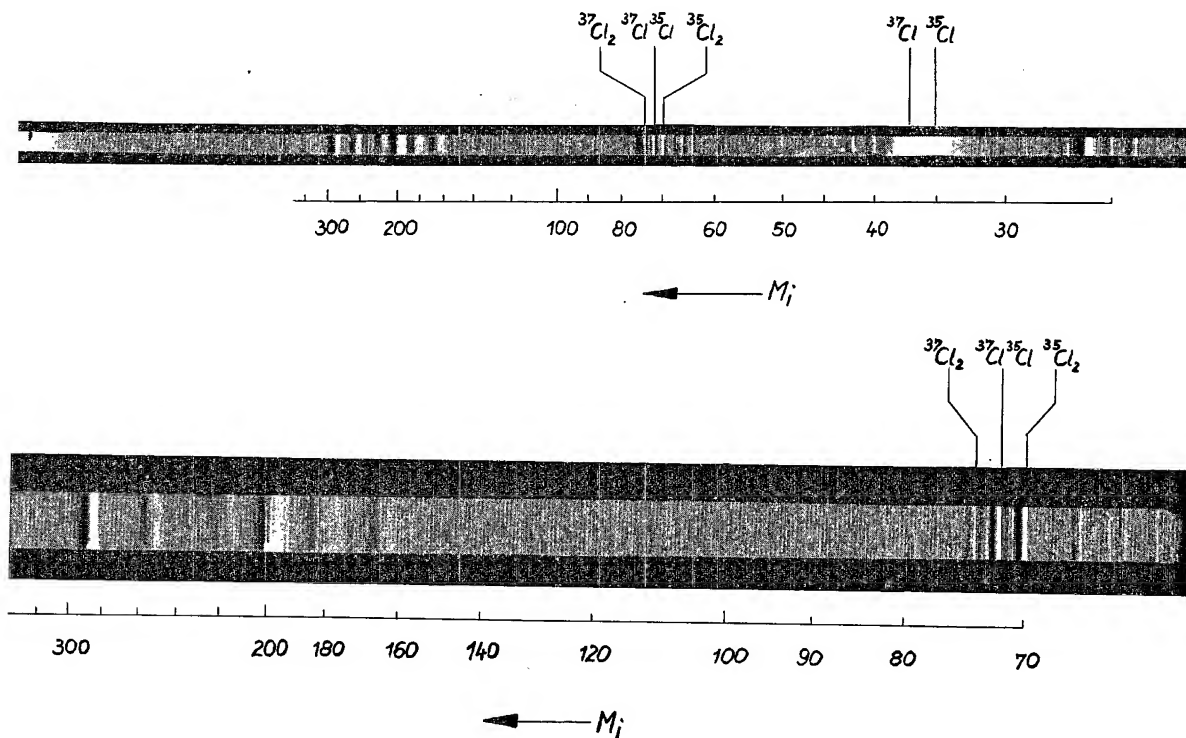


Abb. 15. Ein weiteres Massenspektrum von nicht aufgespaltenen Kohlenwasserstoffmolekülen der Paraffinreihe mit Massen zwischen etwa $M=150$ und 330 , wiedergegeben in 2 Vergrößerungsmaßstäben

Aufnahmedaten:

Nummer 16, Spektrum 14

Entladungsgas: Ar (+ etwas Cl und J)

$p_{\text{Gas}} = 2 \cdot 10^{-8}$ Torr

Moleküldampf: Paraffine

$p_{\text{Dampf}} \approx 10^{-4}$ Torr

$J_A = 0,5$ A

$U_A = 42$ V

Emissionsspalt: 10μ

$J_B = 0,6$ mA

$U_B = 40$ kV

$p = 7 \cdot 10^{-6}$ Torr

Aperturspalt: 100μ

$H = 1200$ Oe

Platte: Agfa SCHUMANN Hart

$t_B = 1$ s

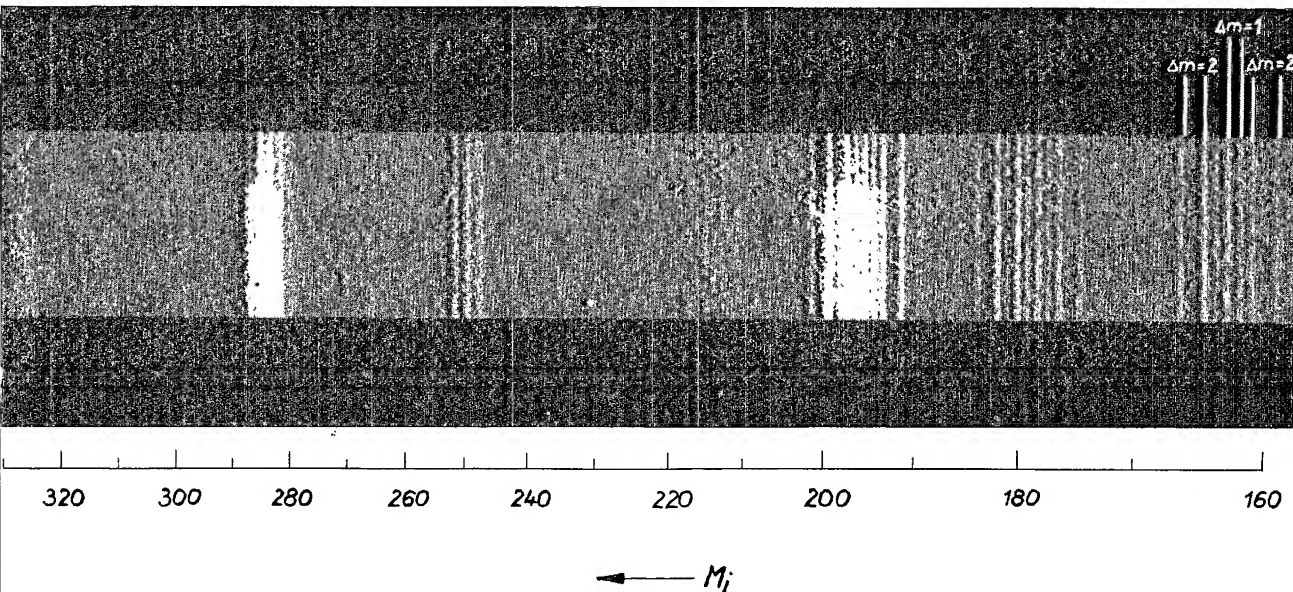


Abb. 16. Hochvergrößerter Ausschnitt aus dem in vorangehender Abbildung wiedergegebenen Massenspektrum mit charakteristischen Intensitätsunterschieden der Linien und Liniengruppen gegenüber Abb. 14

16 Masseneinheiten unterscheiden. Möglicherweise handelt es sich hier um thermisch oder entladungsbedingte Abspaltung von $^{12}\text{C}^1\text{H}_4$ -Gruppen. Weiter ist aus den Reproduktionen zu entnehmen, daß die Linien der einzelnen Gruppen untereinander jeweils eine Massendifferenz von einer Einheit in der Gruppenmitte und oft von zwei Einheiten an den beiden Rändern der Gruppe besitzen. Auffallend sind in den Massenspektren weiter die Unterschiede der Linienintensitäten sowohl innerhalb der

Inwieweit die auf den Molekül-Massenspektrogrammen wiedergegebenen Massenlinien verschiedenen ursprünglich vorhanden gewesenen Molekülarten entsprechen oder aber erst durch thermisch bzw. entladungsbedingte Abspaltung von H-Atomen oder CH_4 -Gruppen entstanden sind, darüber kann heute noch nichts gesagt werden. Vielleicht können diese Fragen durch zur Zeit eingeleitete Versuche mit Ionenquellenentladungen sehr unterschiedlicher Elektronentemperatur und durch bevor-

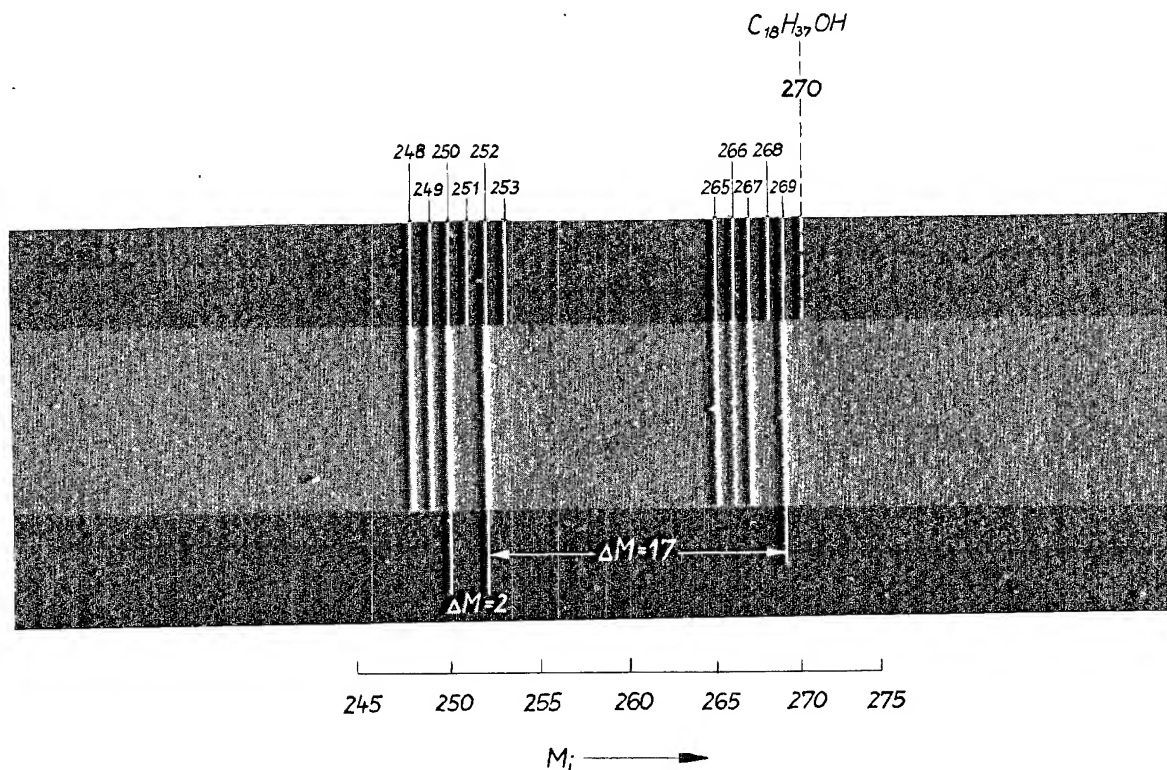


Abb. 17. Hochvergrößerter Ausschnitt aus dem Molekül-Massenspektrum des höheren Alkohols $\text{C}_{18}\text{H}_{37}\text{OH}$ mit dem Molekulargewicht 270. Neben den vier Hauptlinien mit den Massen 269, 267, 266, 265 wird im Massenabstand 17 eine zweite Liniengruppe mit den vier Hauptlinien der Massen 252, 250, 249, 248 beobachtet

Aufnahmedaten:

Nummer 30, Spektrum 12
Entladungsgas: Hg
 $p_{\text{Gas}} = 5 \cdot 10^{-8}$ Torr
Moleküldampf: $\text{C}_{18}\text{H}_{37}\text{OH}$
 $p_{\text{Dampf}} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ Torr

Elchlinlampf: —
 $p_{\text{Dampf}}: —$
 $J_A = 0,5$ A
 $U_A = 32$ V
Emissionsspalt: 20 μ

$J_B = 2,3$ mA
 $U_B = 40$ kV
 $p = 8 \cdot 10^{-8}$ Torr
Aperturspalt: 1 mm
 $H = 3000$ Oe

Platte: Agfa SCHUMANN Hart
 $t_B = 1$ s

Gruppen als auch zwischen verschiedenen Gruppen. Schließlich ist im Zusammenhang mit der Abbildung 16 noch hervorzuheben, daß die Liniengruppen oberhalb der Massen um 230 nur etwa die halbe Linienzahl gegenüber den Gruppen unterhalb dieser Masse aufweisen. Das Molekülspektrogramm des $\text{C}_{18}\text{H}_{37}\text{OH}$ (Abb. 17) läßt den gewaltigen Fortschritt erkennen, der seit April dieses Jahres erreicht werden konnte, und zeigt insbesondere, daß heute das Auflösungsvermögen auf bereits über 1500 gesteigert worden ist. Gleichzeitig gelang bei diesem Alkohol mit Hilfe von Massenlinien des BiCl_3 die genaue Masseneichung.

stehende Versuche mit stark verminderter thermischer Beeinflussung des Testdampfes geklärt werden. Auch die Aufnahme von durch Abspaltung entstandenen Moleküllinien würde eine wesentliche Bereicherung darstellen, denn ihre Auswertung nach Lage und Intensität könnte neue Einblicke in den energetischen Aufbau vielatomiger Moleküle geben.

Die Anlage, über deren erste Ergebnisse heute gesprochen wurde, erschließt, ähnlich wie das hochauflösende Elektronenmikroskop Anfang 1940, der menschlichen Beobachtung unbekannte Bereiche der Natur. Heute waren es Halogenverbindungen und Pa-

raffine, deren Molekulargewichtsverteilung sichtbar wurde. Beim nächsten Schritt werden es Öle sein und vielleicht später einmal die niedermolekularen Eiweiße. Ein Forschungsprogramm seltener Weite liegt vor uns, und seine Bearbeitung ist uns dadurch wesentlich erleichtert, daß die bei der Elektronenanlagerungs-Ionenquelle vorgesehenen beiden Vakuumschleusen den Zeitbedarf je Analyse stark reduziert haben.

Die Entwicklung des Dresdner Molekülspektrographen erfolgte im Auftrage des *Amtes für Kernforschung und Kerntechnik, Berlin*. Dem Leiter dieses Amtes, Herrn Professor K. RAMBUSCH, möchte ich an dieser Stelle für die entscheidende und langjährige Unterstützung unserer

Arbeiten herzlichen Dank aussprechen. Schließlich möchte ich meinen Mitarbeitern Dr. TÜMMLER, G. JÄGER, W. ROGGENBUCK, E. NEBE und B. WIENECKE, die beim Aufbau und der Inbetriebnahme des Massenspektrographen mithelfen, danken.

Eingegangen am 3. 6. 1958

Literatur

- [1] M. VON ARDENNE, Tabellen loc. cit. Fußnote ²⁾, Band I, S. 503.
- [2] M. VON ARDENNE, Tabellen loc. cit., Band I, S. 124.
- [3] ZACHARIAS et al., Quart. Prog. Rep. Res. Lab. of Electronics, M. I. T. Oktober 1954; MINTEN, OSBERGHAUS, Z. Physik 150 (1958), S. 74.
- [4] M. VON ARDENNE, Tabellen loc. cit., Band I, S. 601.

Inhaltsverzeichnis

	Seite		Seite
M. STEENBECK: Erzeugung einer selbstkaskadierenden Axialströmung in einer langen Ultrazentrifuge zur Isotopentrennung	1	O. HAUSER: Über die Wirkung schneller Neutronen auf Festkörper	58
G. HELMIS, K. MEYER, E. GRIEPENTROG: Berechnung des Ausbrandes und der Leistungsdichte in einem heterogenen Reaktor für zwei idealisierte Schemata des Brennstoffumsatzes	9	U. STÜRZER: Entfernung radioaktiver Ionen aus hochverdünnten wäßrigen Lösungen durch Mitfällung	64
P. WENZEL: Xenonvergiftungswellen	16	E. SPODE, E. WEBER: Experimentelle Untersuchung über die Adsorption von Spaltprodukten an Aktivkohle	71
W. HERRMANN, K. RENKER: Über eine mit Vorverstärkung arbeitende Zählrohr-Totzeit-Stufe	24	G. BÖHLER: Zur Frage der Strahlenschutzüberwachung mit Film dosimetern	74
G. VOIGT: Zur Theorie einer nichtadiabatisch betriebenen Rektifizierkolonne	29	U. STÜRZER: Radiometrische Titrationsen mit Kobaltcyanid	79
K. F. ALEXANDER: Isotopentrennung durch Thermodiffusion in flüssiger Phase	55	M. VON ARDENNE: Der Dresdner Molekülspektrograph, ein neuartiger Präzisions-Massenspektrograph für negative hochmolekulare Ionen	82

A. LÖSCHE

Kerninduktion

XV/605 Seiten · 210 Abbildungen · Gr.-8° · Leinen · DM 39,60

Das Buch von Lösche füllt in der deutschen und wohl auch in der gesamten physikalischen Literatur eine fühlbare Lücke, wenn man die gewaltige Entwicklung, die seit zehn Jahren auf diesem Gebiet stattgefunden hat, in Betracht zieht. In diesem Werk werden ausführlich sowohl die theoretischen Grundlagen, die experimentelle Technik und Ergebnisse behandelt als auch die Quantentheorie der Wechselwirkung von Kernspin und Umgebung gebracht. In einem umfangreichen Tabellenanhang sind die Ergebnisse zusammengestellt; ein vollständiges Literaturverzeichnis, das bis zum Drucklegungsdatum herangeführt ist, erleichtert das Studium der einschlägigen Veröffentlichungen.

J. PICT

Vorlesungen über Atomphysik

Band I: VIII/238 Seiten · 46 Abbildungen · 8° · Kunstleder · DM 18,60

Band II: XII/162 Seiten · 7 Abbildungen · 8° · Kunstleder · DM 19,60

Der erste Band beschäftigt sich im wesentlichen mit der klassischen Atomphysik.

Aus dem Inhalt: Grundlagen der Statistik · Grundgesetze der Mechanik · Grundgesetze der statistischen Mechanik · Grundgesetze der Wärmestrahlung · Lichtquanten und Strahlungstheorie · Bau und Strahlung der Atome und Moleküle · Periodisches System der Elemente · BOSE-EINSTEIN- und FERMI-DIRAC-Statistik.

Der zweite Band beschäftigt sich mit der Wellen- und Quantenphysik, der Kernphysik und der Physik der Wellenfelder.

H. SCHREIBER

Biophysikalische Strahlenkunde

Scripta Biophysica, Band I

Band I: Röntgenstrahlen und Radioaktivität

XII/355 Seiten, 145 Abbildungen · Gr. 8° · Kunstleder · DM 24,40

Im gegenwärtigen Zeitpunkt bedarf es keiner näheren Hinweise, daß die Wechselbeziehungen zwischen Strahlung und dem belebten Objekt sehr aktuell sind. Das vorliegende Werk ist der ionisierenden Strahlung gewidmet, also der Röntgenstrahlung und den Strahlen der natürlichen und künstlichen Radioaktivität. Besonderer Wert wurde auf Tabellen gelegt, die das Aufsuchen von Zahlenwerten und Angaben erleichtern sollen.

C. F. WEISS

Radioaktive Standardpräparate

Eigenschaften, Herstellung und Aktivitätsbestimmung

3. Auflage · 232 Seiten · 63 Abbildungen · Gr. 8° · Leinen · DM 18,60

Diese Monographie gibt eine umfassende Anleitung für die praktische Arbeit mit radioaktiven Standardsubstanzen. Die verschiedenen radiochemischen Herstellungsmethoden der einzelnen aktiven Isotope werden ausführlich besprochen. Der Verwendungszweck der Standardsubstanzen wird an Hand ihrer kernphysikalischen Eigenschaften ausführlich erläutert. Der Verfasser hat sich bemüht, besonders auch für die in bescheiden eingerichteten Laboratorien arbeitenden Praktiker eine Zusammenstellung von eigenen und in der Literatur vorliegenden Erfahrungen zu geben.

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN
BERLIN W 8, NIEDERWALLSTRASSE 39

M. v. ARDENNE

Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie

Für die eng miteinander verbundenen Gebiete Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie bringt das Buch mit kurzem Kommentar die wichtigsten Formeln, Elementarvorgänge, Methoden, Anordnungen, Ergebnisse, technisch-physikalische Daten und Stoffeigenschaften in Tabellenform. Ein schnelles Auffinden und Wiederfinden der wichtigsten jeweils zugeordneten Literaturstellen soll durch eingehende Literaturhinweise ermöglicht werden. Hierbei ist viel Mühe aufgewendet worden, um auch die neueren ausländischen Arbeiten möglichst vollständig mitzuerfassen. Die Auswertung von Veröffentlichungen mit besonders wichtigem Inhalt erfolgte in solcher Form, daß ihre Ergebnisse wohl oft ohne Einsichtnahme in die zum Teil schwer zugänglichen Originalarbeiten benutzt werden können.

Band I: Hauptgebiete

XVI, 614 Seiten, mit vielen Abbildungen, Lex. 8°, Kunstleder, DM 74,—

Aus dem Inhalt:

Elektronenphysik — Übermikroskopie — Ionenphysik

Band II: Randgebiete und Hilfsgebiete

752 Seiten, mit vielen Abbildungen, Lex. 8°, Kunstleder, DM 92,—

Aus dem Inhalt:

Kinetische Gastheorie und Hochvakuumtechnik (Ausschnitte) — Plasmaphysik (Ausschnitte) — Mechanik und Wärmelehre (Ausschnitte) — Optik und Photographie (Ausschnitte) — Elektrotechnik und Magnetismus (Ausschnitte) — Hochfrequenztechnik und Technik stabilisierter Stromquellen (Ausschnitte) — Kernphysik (Ausschnitte) — Tabellen wichtiger Konstanten und Größen — Mathematik (Ausschnitte)

„Eine solche konzentrierte Darstellung einzelner Fachgebiete, die in dieser meisterhaften Form und mit dieser Umsicht auch in den Hilfs- und Randgebieten (Hochvakuumtechnik, Wärmelehre, Optik, Magnetismus, Hochspannungstechnik, Hochfrequenztechnik, Kernphysik) wohl ohne die langjährigen umfassenden Erfahrungen des Verfassers in der eigenen Forschertätigkeit kaum möglich wäre, stellt zweifellos einen bemerkenswerten Beitrag zur Verbesserung der Ökonomie der Arbeitsweise in Wissenschaft und Technik dar.“

Prof. Dr. G. Haase

„Die Umschau“, Frankfurt, H. 4/57

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

BERLIN W 8, NIEDERWALLSTRASSE 39